

Analyse von Multitrack-Ereignissen in IceCube

von
Dennis Breder

Diplomarbeit in Physik
angefertigt an der
Bergischen Universität Wuppertal

vorgelegt der
Mathematisch-Naturwissenschaftlichen Fakultät
der
Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität
Bonn
im Januar 2009

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel benutzt sowie die Zitate kenntlich gemacht habe.

Referent: Prof. Dr. K. Helbing
Korreferent: Prof. Dr. K. Desch

Inhaltsverzeichnis

1	Abstract	1
2	Kosmische Strahlung	3
2.1	Kosmische Strahlung und ihre Entdeckung	3
2.2	Spektrum und Quellen kosmischer Strahlung	4
3	Ausgedehnte Luftschauer	11
3.1	Entstehung von Luftschauern	11
3.2	Myonen	12
4	Neutrinos und ihre Quellen	15
4.1	Einführung	15
4.1.1	Neutrinos und ihre Entdeckung	15
4.1.2	Nachgewiesene Neutrinos aus der ungeladenen kosmischen Strahlung	16
4.2	Vorhergesagte galaktische und extragalaktische Neutrinoquellen	18
5	IceCube	21
5.1	Detektoraufbau	21
5.2	IceCube-22-Events	21
5.3	Das Nachweisprinzip	23
5.4	Der entscheidende Untergrund	24
5.5	Suche nach UHE-Neutrinos mit IceCube	25
6	Bisherige IceCube/AMANDA-UHE-Analysen	27
6.1	Analyse-Strategien	27
7	Simulation von luftschauerinduzierten IceCube-Events	31
7.1	Simulation von Luftschauern mit CORSIKA	31
7.2	Propagation der Myonen durch das antarktische Eis	32
7.3	Simulation der IceCube-Respons	33
8	Auswertung der Simulation	35
8.1	Spektrum der IceCube-22-Events	35
8.2	Zenitwinkelabhängigkeit	38

8.3	Anzahl der Myonspuren in IceCube-22	41
8.4	Myontrack-Abstände in IceCube-22-Events	42
8.5	Online-Filter	51
8.5.1	EHE-Filter	51
8.5.2	CASCADE-Filter	51
9	Erweiterung von IceCube mit einem Radio-Oberflächendetektor	57
9.1	Das Nachweisprinzip eines Radio-Oberflächendetektors	57
9.2	Die Nachweisschwelle	59
9.3	Der Radio-Oberflächendetektor (OnIceRadio) als Luftschauer-Vetodetektor	59
9.4	Fehlerdiskussion	62
10	Ausblick	63
	Appendices	
	Literaturverzeichnis	67

Abbildungsverzeichnis

2.1	Das Spektrum der kosmischen Strahlung nach S.Swordy, Univ. Chicago. . .	5
2.2	Schematische Darstellung eines Zyklusses der Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung an einer Schockfront (geschlängelte Linie) nach T. K. Gaisser. Diese bewegt sich mit der Geschwindigkeit $-u_1$ auf ein geladenes Teilchen mit der Anfangsenergie E_1 zu. Nach der Rückkehr in das Ursprungsmedium beträgt der Energiegewinn des geladenen Teilchens $(E_2 - E_1)$. Das (inhomogene) Magnetfeld ist nicht dargestellt.	6
2.3	Illustration eines aktiven Galaxiekerns (AGN) nach Aurore Simonnet, Sonoma State University, USA. Je nach Orientierung des AGN relativ zu uns wird der AGN als Blazar, Quasar, Radiogalaxie bzw. Seyfertgalaxie I/II klassifiziert.	9
3.1	Typischer Luftschauer mit einer Primärenergie $E_{Proton} = 10^{15}$ eV nach Prof. K.-H. Kampert, Univ. Wuppertal.	13
4.1	Der primäre Fusionsprozess der Sonne: Die pp-Kette[31]	16
4.2	Differentielle Neutrinoflüsse gewichtet mit E^2 von verschiedenen Quellen[20]	17
5.1	Schematische Darstellung des IceCube- und AMANDA-Detektors. Außerdem ist ein upgoing Myon dargestellt, welches den Detektor durchquert und dabei auf seinem Weg einige Hits in verschiedenen DOMs (farbig dargestellte Punkte) auslöst. Die unterschiedlichen Farben dieser Punkte sollen auf die unterschiedlichen Zeiten hinweisen, zu denen die DOMs getroffen wurden.	22
5.2	Inelastische Charged-Current-Wechselwirkung: Ein Myonneutrino trifft auf ein Detektor-Nukleon und es entsteht ein Myon und ein Hadron. Letzteres löst danach einen hadronischen Schauer aus.	25
6.1	Simulierte luftschauerinduzierte IceCube-9-Events [30]. Der relative Anteil an Events im jeweiligen Bin ist farblich codiert. Der UHE-Cut ist lila eingezeichnet. Bei den Events mit $\cos\theta < 0$ handelt es sich um falsch rekonstruierte downgoing Luftschauer-Events.	29
6.2	Simulierte GZK-myonneutrinoinduzierte IceCube-9-Events [30]. Der relative Anteil an Events im jeweiligen Bin ist farblich codiert. Der UHE-Cut ist lila eingezeichnet.	29

8.1	Das Spektrum der simulierten luftschauerinduzierten IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1. y-Achse: Anzahl von IceCube-22-Events, x-Achse: Zehnerlogarithmus der Energie des Luftschauer-Primärteilchens in eV. Man erkennt eine geringe Anzahl an Events im ersten Bin nahe der IceCube-Nachweisschwelle und ebenfalls eine geringe Anzahl bei hohen Energien aufgrund des Eingangsspektrums der Luftschauer-Primärteilchen nach Hoerandel [26].	36
8.2	Profile-Plot: Mittlere Energie der simulierten Luftschauer-Primärteilchen (y-Achse) im jeweiligen NPE-Bin nach Triggerlevel 1. Die senkrechten Linien entsprechen hierbei der Streuung der Primärteilchenenergien.	37
8.3	Verteilung der Gesamtzahl ausgelöster Photoelektronen (NPE) in IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1. Die geringe Statistik bei hohen Luftschauerenergien zeigt sich hier wiederum durch eine geringe Statistik bei hohen Werten von NPE.	38
8.4	Die Zenitwinkelverteilung der IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1 (schwarz dargestellt). y-Achse: Anzahl der IceCube-22-Events, x-Achse: Zenitwinkel des Luftschauer-Primärteilchens in Grad. Zum Vergleich: Bei einer Gleichverteilung über alle Raumrichtungen ergäbe sich eine Sinusfunktion (rot dargestellt).	39
8.5	Profile-Plot: Mittlere Luftschauer-Primärteilchenenergien bei verschiedenen Zenitwinkeln nach Triggerlevel 1. Die senkrechten Linien entsprechen der Streuung im jeweiligen Bin.	40
8.6	Profile-Plot: y-Achse: Mittlere Energie eines Myons in einem IceCube-22-Event nach Triggerlevel 1, gemittelt über alle Events im jeweiligen Energie-Bin (Luftschauer-Primärteilchenenergien). Die senkrechten Linien entsprechen hier abweichend von den anderen Profile-Plots in dieser Arbeit dem mittleren Fehler des Mittelwertes. Ein Korrekturfaktor bei kleiner Statistik wurde nicht berücksichtigt. Die Abbildung zeigt, dass bei höheren Luftschauerenergien mit Mittel auch eine höhere Energie auf jedes einzelne Myon übertragen wird.	41
8.7	Blau dargestellt: Verteilung der Myontrack-Zahlen bei IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1 im Bereich 1 bis 51. Als Binbreite wurde 1 gewählt, so dass man das Maximum der Verteilung, Myontrack-Zahl = 1, erkennen kann.	43
8.8	Anteil an Multitrack-Events bei verschiedenen Luftschauer-Primärenergien nach Triggerlevel 1.	44
8.9	Myontrack-Zahl, Luftschauer-Primärenergie und Anzahl der IceCube-22-Events (nach Triggerlevel 1) sind hier in einem Lego-Plot dargestellt. Die farbliche Codierung entspricht der Anzahl der IceCube-22-Events im jeweiligen Bin, welches sich hier aus Myontrack-Zahl und Luftschauer-Primärenergie zusammensetzt.	45

8.10	Schwarz dargestellt: Die Verteilung der maximal vorkommenden Winkel zwischen zwei Myontracks in einem IceCube-22-Multitrack-Events nach Triggerlevel 1. Rot dargestellt ist der Anteil an Multitrack-Events, bei dem der Winkelunterschied kleiner oder gleich ist als der Winkelunterschied im jeweiligen Bin.	47
8.11	Schwarz dargestellt: Maximale Abstandsänderungen zweier Myontracks im Detektor bei Multitrack-Events. Rot dargestellt ist der Anteil an Multitrack-Events, bei dem diese Abstandsänderung kleiner oder gleich ist als die Abstandsänderung im jeweiligen Bin.	48
8.12	Profile-Plot: Maximaler Myontrack-Abstand bei verschiedenen Luftschauer-Primärenergien nach Triggerlevel 1. Berücksichtigt wurden nur Multitrack-Events.	49
8.13	Profile-Plot: Multitrack-Events: Durchschnittliche Abstände zum Nachbar-Myontrack bei verschiedenen Luftschauer-Primärenergien.	50
8.14	Anteil an Events, die vom EHE-Filter durchgelassen wurden in Abhängigkeit von der Anzahl ausgelöster Photoelektronen.	52
8.15	Anteil an Events, die vom CASCADE-Filter durchgelassen wurden in Abhängigkeit von der Anzahl ausgelöster Photoelektronen.	54
9.1	Schematische Darstellung von IceCube, IceTop und einer möglichen Konfiguration von OnIceRadio, eine ringförmige Anordnung von Radioantennen (\leftrightarrow Ringe) [8].	58
9.2	Anteil an IceCube-22-Events (nach Triggerlevel 1), die durch einen Radio-Oberflächendetektor mit einer unteren Nachweisschwelle von 5 PeV detektiert würden, in verschiedenen NPE-Bins. Wie man erkennen kann sind hier nur die symmetrischen Fehlerbalken dargestellt, die ohne Bayes-Theorem berechnet wurden. Die statistischen Fehler bei Anteilen nahe (oder gleich) 100% sind daher nur bedingt interpretierbar.	60
9.3	NPE-Verteilung der gewichteten Simulation (Datensatz 1541) von IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1.	61
9.4	Simulierte GZK-myonneutrinoinduzierte IceCube-9-Events [30]. Der relative Anteil an Events im jeweiligen Bin ist farblich codiert. Der UHE-Cut ist lila einzeichnet (Plot aus Kapitel 6).	62

Kapitel 1

Abstract

Luftschauerinduzierte Ereignisse im IceCube-Detektor werden anhand von Monte-Carlo-Simulationen in dieser Arbeit untersucht.

Das Programm CORSIKA übernimmt hierbei die Simulation der Luftschauer. Diese entstehen, wenn Teilchen der geladenen kosmischen Strahlung auf unsere Erdatmosphäre treffen.

Der IceCube-Detektor - nahe dem geographischen Südpol - befindet sich 1400m unter der Eisoberfläche und ist daher gegenüber einfallenden Teilchen abgeschirmt. Dies gilt jedoch nicht für hochenergetische Myonen und Neutrinos. Insbesondere stellen Myonen aus Luftschauern den entscheidenden Untergrund bei der Suche nach bisher noch nicht identifizierten UHE-Neutrinos („Ultra High Energy“) mit IceCube dar. IceCube ist noch im Aufbau, 2011 soll er mit 4800 digitalen optischen Modulen (DOMs) - befestigt an 80 Strings - etwa ein Volumen von einem Kubikkilometer ausfüllen und dann in der Lage sein, UHE-Neutrinos nachzuweisen [20]. Schnitte auf die Anzahl der in den Photomultipliern (der DOMs) ausgelösten Photoelektronen (NPE) sowie auf große (rekonstruierte) Zenitwinkel haben sich bei bisherigen IceCube- (bzw. AMANDA) UHE-Analysen bewährt.

Für die simulierten luftschauerinduzierten Ereignisse in IceCube mit 22 Strings (nach Triggerlevel 1) wird u.a. gezeigt, dass bereits ab einer Energie des Luftschauer-Primärteilchens von rund 100 TeV Multitrack-Ereignisse dominieren, d.h. Licht - ausgehend von mindestens zwei Myonen - wird durch Photomultiplier registriert. Oberhalb dieser Energie steigt die mittlere Anzahl, die mittlere Dichte dieser nahezu parallelen Myonspuren sowie die Anzahl der in den Photomultipliern ausgelösten Photoelektronen (NPE) deutlich mit der Energie an und kann daher die Signatur eines UHE-Neutrinos vortäuschen. Vor diesem Hintergrund wird der Einsatz eines großflächigen Radio-Oberflächendetektors mit einer unteren Nachweisschwelle von 5 PeV (Luftschauer-Primärteilchenenergie) zur Verbesserung zukünftiger UHE-Analysen diskutiert. Es wird gezeigt, dass dieser als Vetodetektor für IceCube den Luftschaueruntergrund ab $NPE = 10^{3.75}$ „gut“ diskriminieren kann, das Ergebnis der CORSIKA-Simulation ist hier verträglich mit 100%.

Kapitel 2

Kosmische Strahlung

2.1 Kosmische Strahlung und ihre Entdeckung

Jede Sekunde treffen ca. 1000 geladene Teilchen primärer kosmischer Strahlung pro Quadratmeter¹ auf unsere äußere Erdatmosphäre und erzeugen dort Sekundärteilchen (siehe Kapitel 3: Ausgedehnte Luftschauer). Letztere werden auch als sekundäre kosmische Strahlung bezeichnet.

Die kosmische Strahlung wurde 1912 von Viktor Franz Hess bei Ballonflügen in bis zu 5 km Höhe entdeckt [23], wofür er 1936 den Nobelpreis erhielt. Hess folgerte die Existenz der kosmischen Strahlung aus der Tatsache, dass die von ihm gemessene Luftionisation mit der Höhe (über dem Erdboden) anstieg, sofern er eine gewisse Mindesthöhe mit seinem Ballon erreicht hatte, in der der Einfluss der natürlichen Radioaktivität (der Erde) keine entscheidende Rolle mehr spielt. Erste Schlüsse auf die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung ergaben sich 1929, als Walther Bothe und Werner Kohlhörster durch Koinzidenzexperimente mit Geiger-Müller-Zählrohren zeigen konnten, dass die kosmische Strahlung geladenen Teilchen beinhaltet.

Heute weiß man aus vielen weiteren Experimenten, dass die *primäre* kosmische Strahlung aus ca. 87% Protonen, 12% Heliumkernen und 1% schwereren Kernen besteht². Auf die Änderung der Zusammensetzung bei hohen Energien wird in 2.2 eingegangen.

Die Zusammensetzung der *sekundären* kosmischen Strahlung am Erdboden hängt von der Energie des Primärteilchens (\rightarrow (primäre) kosmische Strahlung) ab, mehr dazu im Kapitel 3.

Kosmische Strahlung wird häufig (wie auch ab hier in dieser Diplomarbeit) als Synonym für die *geladene primäre* kosmische Strahlung verwendet.

¹Hierbei ist das gesamte Spektrum der geladenen kosmischen Strahlung berücksichtigt.

²Neutrinos wurden hier aufgrund ihres geringen Wirkungsquerschnittes nicht aufgeführt. Der geringe Anteil an Photonen, Elektronen und Positronen wird in dieser Arbeit vernachlässigt.

2.2 Spektrum und Quellen kosmischer Strahlung

Bereits 1946 wies Scott E. Forbush nach, dass bei Sonneneruptionen Teilchen bis in den GeV-Bereich ausgestoßen werden können. Dieser Energiebereich ist aber für diese Diplomarbeit nicht von Interesse, da z.B. der IceCube-Detektor schon eine Nachweis-schwelle von etwa $600 \text{ GeV} = 6 \cdot 10^{11} \text{ eV}$ besitzt. Das bislang höchstenergetische Teilchen der kosmischen Strahlung mit einer Energie von etwa $E = 3,2 \cdot 10^{20} \text{ eV}$ wurde 1991 vom Luftschauer-Detektor Fly's Eye in Utah gemessen. Das Spektrum der kosmischen Strahlung (siehe Abbildung 2.1) und mögliche Quellen kosmischer Strahlung oberhalb der IceCube-Nachweisschwelle werden nun diskutiert.

In Abbildung 2.1 erkennt man einen steilen Abfall des Flusses kosmischer Strahlung I (y-Achse) bei steigender Energie pro Nukleon E (x-Achse). Dieses Verhalten läßt sich gut durch ein Potenzgesetz beschreiben:

$$I(E) \sim E^{-\gamma} \quad (2.1)$$

Aufgrund niedriger Ereignisraten geht man bei Energien von mehr als 10^{14} eV von direkten Messungen (Ballon-, Satellitenexperimente) zu indirekten Messungen (Nachweis von ausgedehnten Luftschauern durch große bodengebundene Experimente) über. Das derzeit flächenmäßig größte Experiment, das Pierre-Auger-Observatorium in Argentinien, erstreckt sich über rund 3000 km^2 [44].

Bis zum "Knie" des Spektrums bei etwa $4 \cdot 10^{15} \text{ eV}$ beträgt der differentielle spektrale Index γ etwa 2,7 [48].

Welche astrophysikalischen Quellen könnten Teilchen auf solche Energien beschleunigen? Ein bekanntes Modell, nach dem geladene Teilchen an Schockfronten von Supernovaüberresten (SNRs) auf Energien dieser Größenordnung beschleunigt werden können, ist die Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung. Die ursprünglich von Fermi vorgeschlagene Fermi-Beschleunigung 2. Ordnung [16] ist dazu nicht in der Lage, siehe z.B. [45]. Im Modell der Fermi Beschleunigung 1. Ordnung werden geladene Teilchen an Schockfronten von ionisiertem Plasma wiederholt elastisch gestreut (siehe Abbildung 2.2), wodurch diese Teilchen in jedem Zyklus (d.h. nach jeder Rückkehr in das Ursprungsmedium, wie in Abbildung 2.2 auch dargestellt) an Energie gewinnen³.

Die Bezeichnung „1. Ordnung“ kommt daher, dass sich in diesem Modell der mittlere Energiegewinn des geladenen Teilchens pro Zyklus als proportional zur Geschwindigkeit der Schockfront erweist⁴.

Voraussetzung für die Beschleunigung auf derart hohe Energien ist ein genügend starkes, von der Schockfront mitgeführtes Magnetfeld, welches die hochenergetischen geladenen

³Ein klassisches Analogon für eine elastische Streuung an einer Schockfront ist die Beschleunigung eines Tennisballs beim Aufprall auf einen bewegten Tennisschläger für den Fall, dass sich Ball und Schläger aufeinander zu bewegen.

⁴Diese ist ebenfalls proportional zur Geschwindigkeit des hinter der Schockfront zurückgebliebenen Gases.

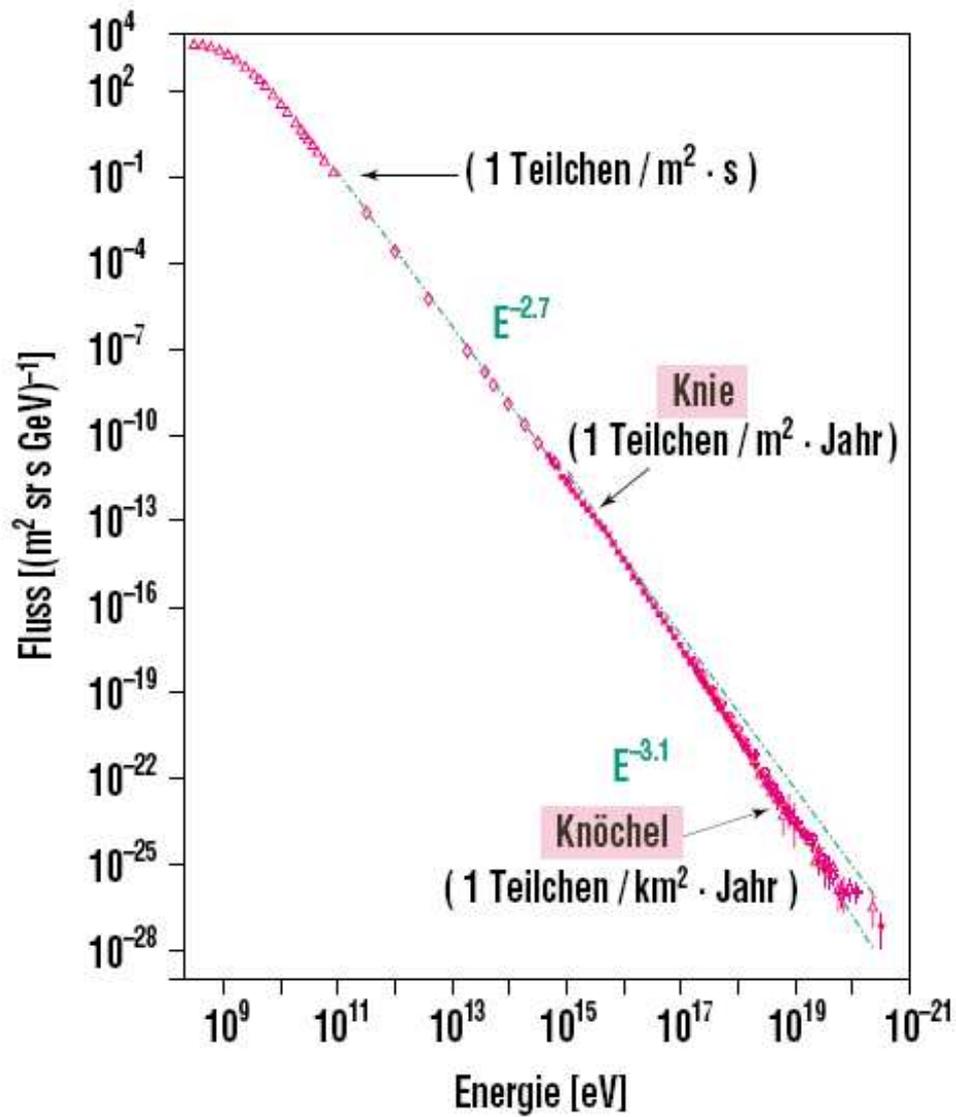


Abbildung 2.1: Das Spektrum der kosmischen Strahlung nach S.Swordy, Univ. Chicago.

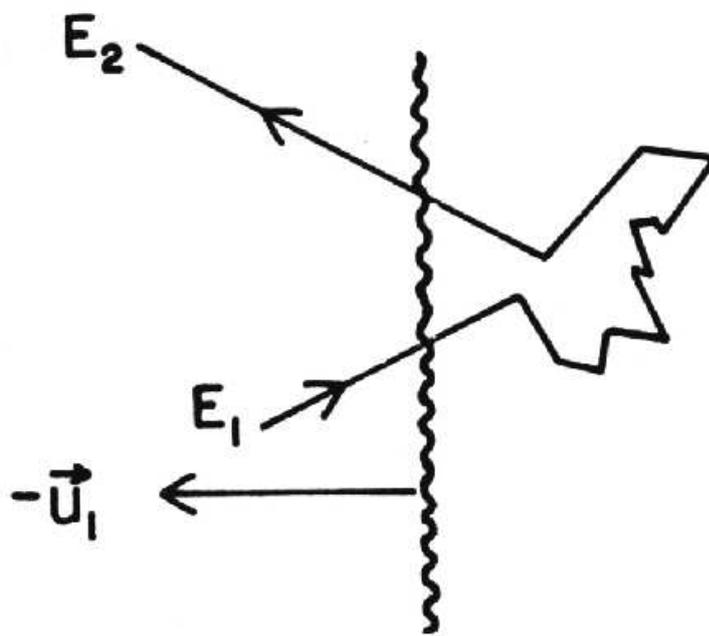


Abbildung 2.2: Schematische Darstellung eines Zyklusses der Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung an einer Schockfront (geschlängelte Linie) nach T. K. Gaisser. Diese bewegt sich mit der Geschwindigkeit $-u_1$ auf ein geladenes Teilchen mit der Anfangsenergie E_1 zu. Nach der Rückkehr in das Ursprungsmedium beträgt der Energiegewinn des geladenen Teilchens $(E_2 - E_1)$. Das (inhomogene) Magnetfeld ist nicht dargestellt.

Teilchen (bei “vertretbarer” Zeitkonstante) zur Schockfront zurückführen kann. In Schockfronten von Supernovaüberresten können so bei realistischen Annahmen geladene Teilchen durch Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung auf Energien E von bis zu

$$E \simeq Z \cdot 500 \text{ TeV} \quad (2.2)$$

beschleunigt werden [45].

Das Modell sagt ein Potenzgesetz⁵ für das Spektrum und ein von der Kernladungszahl Z abhängiges Abknicken des Spektrums einzelner Elemente voraus. Letzteres konnte aber nicht nachgewiesen werden. Bisher konnte durch das KASCADE-Experiment nur gezeigt werden, dass sich die Komposition im Bereich von etwa 10^{15} eV - 10^{17} eV von den leichteren zu den schwereren Elementen hin ändert [48]. Die Ursache des Knies im Sepktrum ist derzeit also noch nicht restlos geklärt.

Ferner werden noch rote Überriesen als mögliche zusätzliche Quelle kosmischer Strahlung diskutiert, um die gemessene Energieverteilung im Knie-Bereich noch besser mit den Modellen in Einklang bringen zu können [25].

Zwischen dem Knie und dem sogenannten Knöchel, der bei etwa $3 \cdot 10^{18}$ eV beginnt, fällt das Spektrum noch steiler ab, der differentielle spektrale Index γ beträgt hier etwa 3 [44]. Welche Quellen für die geladene kosmische Strahlung kommen bei diesen Energien in Frage ?

Hierzu werden verschiedene Quellen aber auch alternative Beschleunigungsmechanismen diskutiert (siehe z.B. [41]).

Mögliche Quellen (neben der oben schon beschriebenen Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung in SNRs speziell von schwereren Elementen) sind Doppelsternsysteme, in denen ein kompaktes Objekt (ein Schwarzes Loch oder ein Neutronenstern) Masse seines Begleitsterns akkretiert. Hierbei bildet sich eine Akkretionsscheibe aus und senkrecht dazu ein Jet, in dem geladene Teilchen beschleunigt werden können. Auch einzelne (d.h. kein Doppelsternsystem) Neutronensterne mit starken elektrischen Feldern und starken Magnetfeldern könnten geladene Teilchen auf Energien über $5 \cdot 10^{15}$ eV beschleunigen [41]. Es herrscht aber noch keine Einigkeit darüber, Energien welcher Größenordnung hierbei erreicht werden können [11].

Bei Energien von rund 10^{18} eV (oder etwas weniger, siehe [25]) wird der Übergang von galaktischen zu extragalaktischen Quellen erwartet. Teilchen mit derart hohen Energien können nicht mehr durch Magnetfelder in unserer Galaxie gehalten werden [45]. Das haben Simulationen ergeben, denn die einfache Lamorformel mit dem Lamorradius

$$R \sim \frac{E}{Z \cdot B} \quad (2.3)$$

kann man nicht ohne weiteres anwenden, da das Magnetfeld B in unserer Galaxie nicht homogen ist sondern sich im Wesentlichen auf die Spiralarme konzentriert.

Die Ursache des Knöchels, also das Abflachen des Spektrums bei ca. $3 \cdot 10^{18}$ eV ist derzeit

⁵mit $\gamma \approx 2$ statt 2,7. Man vermutet, dass diese Abweichung von der energieabhängigen Wahrscheinlichkeit, dass kosmische Strahlung unserer Galaxie entweicht, herrührt.

nicht bekannt.

Bei kosmischer Strahlung von über 10^{19} eV spricht man von ultra hochenergetischer kosmischer Strahlung (=UHECRs=ultra high energy cosmic rays), deren Ablenkung durch galaktische und intergalaktische Magnetfelder klein wird, so dass man eine Korrelationen zwischen Ankunftsrichtungen und Positionen von Quellen erwarten könnte. (s.u.).

Die Zusammensetzung der UHECRs ist unklar, es gibt unterschiedliche Vermutungen, siehe z.B. [12], [37], [50].

Ab einer Energie von $4 \cdot 10^{19}$ eV konnte durch das Auger-Observatorium eine starke Unterdrückung des Flusses kosmischer Strahlung nachgewiesen werden. Als verantwortlich hierfür gilt der sogenannte GZK-Effekt (bzw. GZK-Cutoff, benannt nach den drei Physikern Greisen, Zatsepin, Kuzmin), der schon im Jahre 1966 vorausgesagt wurde [51] [19] : Protonen mit $E_{Proton} \approx 6 \cdot 10^{19} eV$ wechselwirken im Mittel nach einer Wegstrecke von etwa $50 Mpc$ mit Photonen der 3K-Hintergrundstrahlung (Photoproduktion):

$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow p + \pi^0$ (Das Proton verliert hierdurch ca. 20% seiner Energie)

$p + \gamma \rightarrow \Delta^+ \rightarrow n + \pi^+$

Schwellenenergie⁶ beider Reaktionen: $E_{Proton} \approx 6 \cdot 10^{19} eV$

Für Quellen mit einer *Entfernung* $\ll 50 Mpc$) würde der GZK-Effekt also keine entscheidende Rolle spielen. Auch für schwerere Elemente (d.h. alle Elemente schwerer als Wasserstoff) erwartet man bei diesen Energien eine Unterdrückung des Flusses und zwar durch Photodesintegration [12].

Als wahrscheinlichste Quellen der UHECRs gelten zur Zeit aktive Galaxiekern (AGNs), nachdem das Pierre-Auger-Observatorium eine $\simeq 3\sigma$ Korrelation zwischen den Ankunftsrichtungen von 20 (von insgesamt 27) Luftschauer-Ereignissen mit Primärteilchenenergien von $E > 5,6 \cdot 10^{19}$ eV und den Positionen von im Veron Cetty und Veron Katalog verzeichneten aktiven Galaxiekernen (AGNs) mit einer maximalen Entfernung von 71 Mpc innerhalb $3,2^\circ$ nachgewiesen hat [44], [29]. AGNs besitzen ein zentrales schwarzes Loch mit mindestens 10^8 Sonnenmassen, eine ausgeprägte Akkretionsscheibe und etwa 10% aller AGNs zusätzlich starke sichtbare Jets, die senkrecht dazu austreten (siehe Abbildung 2.3).

Theoretisch könnte es aber auch sein, dass andere Objekte, die mit den Positionen der AGNs korreliert sind, die wahren Beschleuniger von UHECRs sind.

Eine Vielzahl weiterer Kandidaten für Quellen von UHECRs werden seit Jahrzehnten diskutiert, siehe z.B. [24]. Insbesondere sind hier die Quellen der Gamma Ray Bursts zu nennen, die im Kapitel 4 über Neutrinos noch vorgestellt werden.

Auch Modelle jenseits des Standardmodells der Teilchenphysik wurden diskutiert um UHECRs zu erklären, z.B. der Zerfall von superschweren Teilchen, wie z.B. topologischen Defekten, X-Teilchen usw. oder das Z-Burst-Modell. Das Problem dieser sogenannten exotischen Modelle ist der vorausgesagte große Fluss an Photonen und Neutrinos, der durch Experimente nicht verifiziert werden konnte, siehe z.B. [4].

⁶Genau genommen hängt die Schwellenenergie von der exakten Energie des jeweiligen Photons der 3K-Hintergrundstrahlung ab. Der Mittelwert der Energie wurde daher verwendet.

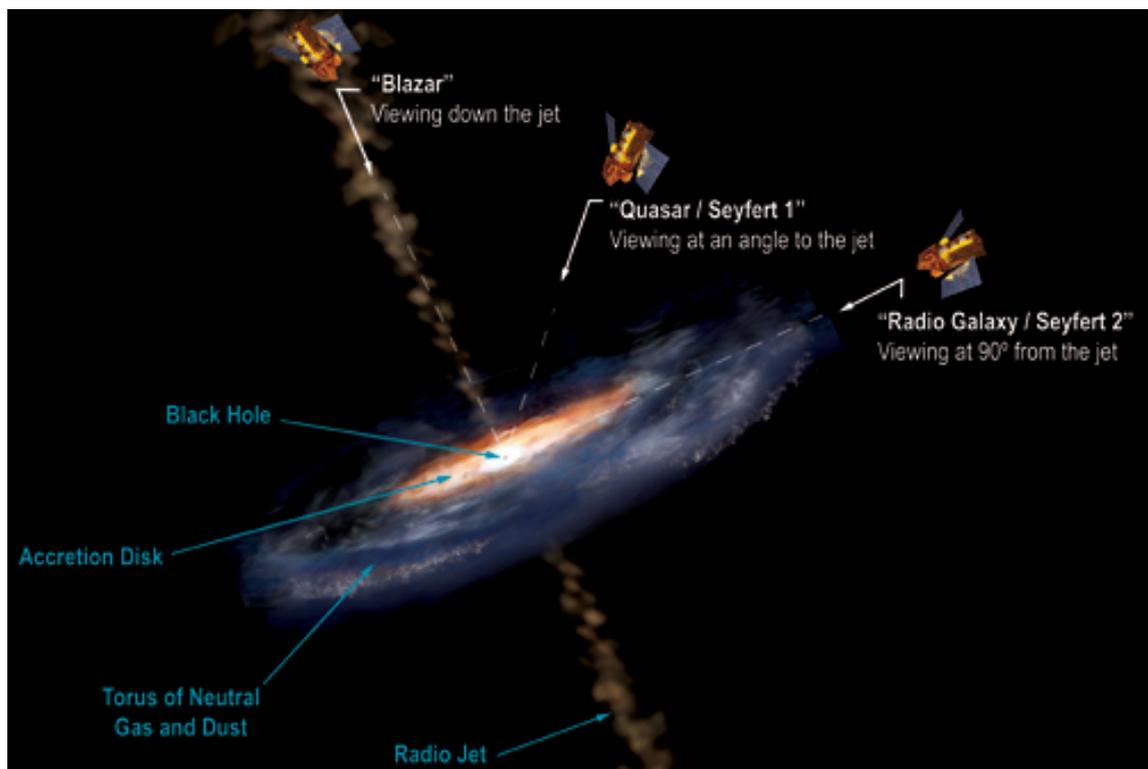


Abbildung 2.3: Illustration eines aktiven Galaxiekerns (AGN) nach Aurore Simonnet, Sonoma State University, USA. Je nach Orientierung des AGN relativ zu uns wird der AGN als Blazar, Quasar, Radiogalaxie bzw. Seyfertgalaxie I/II klassifiziert.

Kapitel 3

Ausgedehnte Luftschauber

3.1 Entstehung von Luftschaubern

Primärteilchen geladener kosmischer Strahlung (siehe Kapitel 2) erzeugen in der Erdatmosphäre ausgedehnte Luftschauber (kurz: Luftschauber), d.h. Lawinen (bzw. Kaskaden) von Teilchen (siehe Abbildung 3.1).

Zusammenfassend kann man einen Luftschauber als eine durch ein Primärteilchen ausgelöste Teilchenlawine mit elektromagnetischer, hadronischer und myonischer Komponente beschreiben, bei der die Energie des Primärteilchens beim Fortschreiten der Schauberfront durch die Erdatmosphäre auf immer mehr Teilchen aufgeteilt wird, bis irgendwann die Energie pro Teilchen so gering ist, dass sie durch Ionisation praktisch aufgezehrt wird, bevor es zu weiteren Kollisionen mit Luftteilchen kommen kann. Das sogenannte Schaubermaximum ist nun erreicht, wonach die Anzahl der geladenen Teilchen Schauberteilchen wieder abfällt.

Nun wird auf einige relevante Wechselwirkungen in Luftschaubern eingegangen.

Zu Beginn wechselwirkt das ankommende Teilchen in der Erdatmosphäre mit einem Atomkern der Luft und es entstehen Sekundärteilchen, wobei insbesondere Pionen und Kaonen von Bedeutung sind¹. Die Anzahl der π^+ , π^- , π^0 ist nach der Primärwechselwirkung aufgrund der Isospin-Symmetrie erst einmal etwa gleich; insgesamt werden bei Energien oberhalb von 10 GeV 9 mal mehr Pionen als Kaonen erzeugt. Kaonen können u.a. wieder in Pionen zerfallen oder auch direkt in Myon und Myonneutrino², alle relevanten Kaon-Zerfallskanäle finden sich in [22].

Die *neutralen* Pionen zerfallen nun nach kurzer Zeit ($\approx 3 \cdot 10^{-13}s$) in zwei Photonen, welche dann einen elektromagnetischen Schauber auslösen können, also eine Kaskade von Photonen, Elektronen und Positronen (elektromagnetische Komponente).

Die *geladenen* Pionen können z.B. wieder mit einem Nukleon der Luft hadronisch wechselwirken, wodurch neue Pionen entstehen usw. (\rightarrow hadronischer Schauber). Neben diesen hadronischen Wechselwirkungen kann durch Zerfall eines geladenen Pions (bzw. Kaons) ein Myon und ein Myonneutrino (myonische Komponente) entstehen. Auf diese sogenann-

¹Auf die Produktion von Teilchen mit „Charm“ wird in Kapitel 4 über Neutrinos kurz eingegangen.

²Zwischen Neutrino und Antineutrino wird in dieser Arbeit nicht unterschieden.

ten atmosphärischen Neutrinos wird in Kapitel 4 kurz eingegangen; die Myonen eines Luftschauers sind Thema des nächsten Unterabschnittes.

3.2 Myonen

Die im Luftschauer entstandenen Myonen verlieren nun auf dem Weg durch die Erdatmosphäre Energie durch Ionisation, direkte Paarbildung³, Bremsstrahlung sowie Kernwechselwirkung (elektromagnetisch) [21] und können auch in ein Elektron (bzw. Positron) und zwei Neutrinos (ein Myonneutrino und ein Elektronneutrino) zerfallen. Myonen mit einer Energie oberhalb einiger GeV erreichen allerdings mit hoher Wahrscheinlichkeit die Erdoberfläche aufgrund der Zeitdilatation [33].

Betrachtet man das gesamte Spektrum, sind Myonen die häufigsten Sekundärteilchen geladener kosmischer Strahlung, die am Erdboden ankommen [7](Review: Cosmic Rays). Allerdings nimmt der zahlenmäßige Anteil an Myonen bei höheren Primärenergien (= Energie des Primärteilchens kosmischer Strahlung) immer weiter ab: Während das Myonenspektrum unterhalb von 100 GeV etwa dem Spektrum der primären kosmischen Strahlung folgt ($\gamma \approx 2,7$), beträgt für $E_\mu \gg 1$ TeV der (positive) differentielle spektrale Index für das Myon Spektrum etwa 3,7 [7]. Entscheidend hierfür ist, dass für ein geladenes Pion die Wahrscheinlichkeit einer hadronischen Wechselwirkung vor einem möglichen Zerfall bei höheren Energien größer wird (oberhalb von etwa $E(\pi^\pm) = 100$ GeV gilt:

Reaktionswahrscheinlichkeit > *Zerfallswahrscheinlichkeit* [33]).

Bei einem Luftschauer mit einer Primärenergie von $E_{Proton} = 10^{15}$ eV (das Primärteilchen sei also ein Proton) beträgt der Myonanteil der kosmischen Strahlung nur etwa 1,7% (siehe Abbildung 3.1), wenn man die ungeladenen Photonen mitberücksichtigt.

Trotz des geringen Myonanteils (verglichen mit Elektronen/Positronen) bei hohen Energien sind gerade diese Myonen für diese Diplomarbeit von Interesse. Sie sind (neben den atmosphärischen Neutrinos) die einzigen Sekundärteilchen kosmischer Strahlung, die den IceCube Detektor (der sich 1,45 km unterhalb der Eisoberfläche befindet, siehe Kapitel 5) erreichen können und stellen den entscheidenden Untergrund bei der Suche nach hochenergetischen Neutrinos dar (siehe Kapitel 6).

Die Schauerfronten bei Luftschauern mit z.B. $E_{Proton} = 10^{15}$ eV haben hierbei am Erdboden eine Dicke von der Größenordnung Meter und eine Ausdehnung von der Größenordnung km (Abbildung 3.1). Die Ausdehnung der aus einem Luftschauer stammenden Myonen ist aber (sowohl am Erdboden als auch im IceCube-Detektor) deutlich geringer, siehe Kapitel 8.

³Abstrahlung eines virtuellen Photons, welches direkt ein e^+, e^- - Paar erzeugt

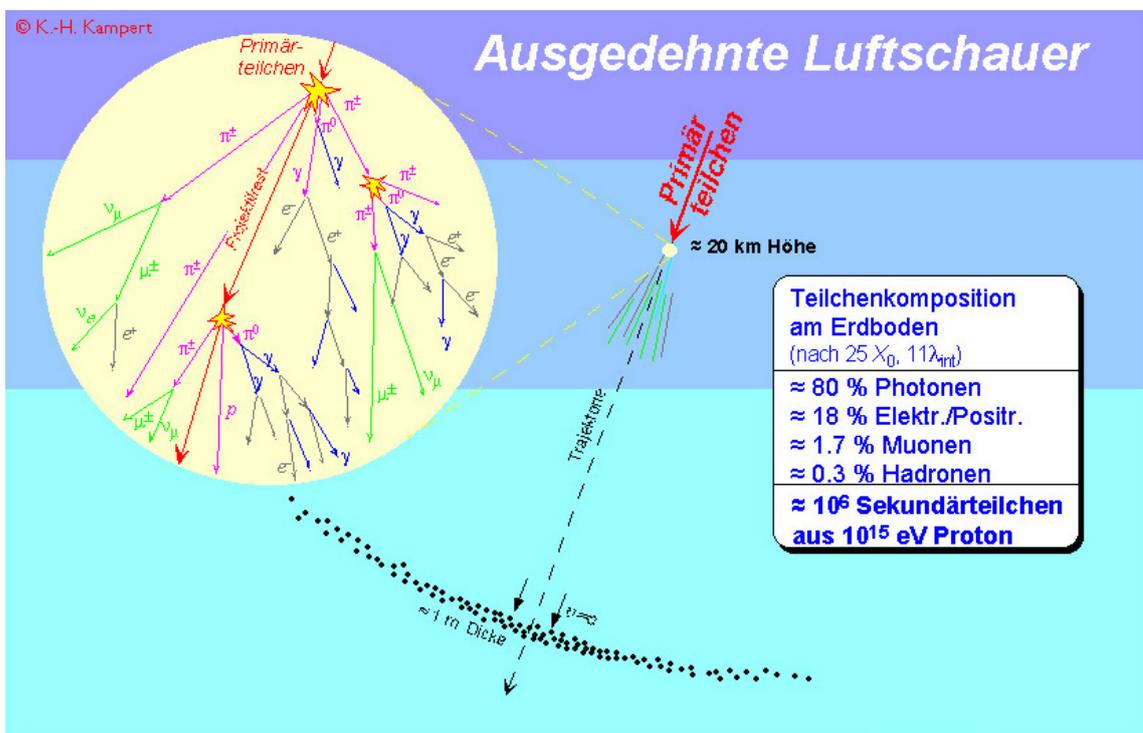


Abbildung 3.1: Typischer Luftschauer mit einer Primärenergie $E_{Proton} = 10^{15}$ eV nach Prof. K.-H. Kampert, Univ. Wuppertal.

Kapitel 4

Neutrinos und ihre Quellen

In diesem Kapitel werden nach einer kleinen Einführung verschiedene Neutrinoquellen vorgestellt sowie diskutiert, welche von diesen in der Lage seien könnten, Neutrinos mit UHE-Energien (ultra high energy) zu erzeugen. Der Begriff UHE-Neutrino ist in der Literatur nicht eindeutig definiert. In dieser Arbeit werden Neutrinos mit Energien über 1 PeV als UHE-Neutrinos bezeichnet.

4.1 Einführung

4.1.1 Neutrinos und ihre Entdeckung

Bereits 1930 wurde das Neutrino von Wolfgang Pauli vorhergesagt [40]. Pauli postulierte das Neutrino¹, um das kontinuierliche Spektrum beim Beta-Zerfall zu erklären². Mit Hilfe des Neutrinos konnte also die Energie- und Impulserhaltung (und ebenso die Drehimpulserhaltung, dem Neutrino wurde der Spin 1/2 zugewiesen) sichergestellt werden.

Erst 1956 gelang schließlich der Gruppe um Clyde L. Cowan und Frederick Reines der experimentelle Neutrinonachweis.

Hierbei wurde die Wechselwirkung zwischen Elektron-Antineutrino aus einem Kernreaktor und einem Proton (des Detektors) nachgewiesen [14].

Neutrinos sind elektrisch neutral und wechselwirken nur schwach³. Daher sind sie schwer nachweisbar, d.h. man benötigt hierzu große Detektoren wie z.B. IceCube.

¹Pauli nannte das Neutrino ursprünglich Neutron.

²Bei einem Zerfall in zwei Teilchen erwartet man aufgrund Energie- und Impulserhaltung ein diskretes Spektrum, nicht aber bei einem Zerfall in drei Teilchen.

³(und gravitativ)

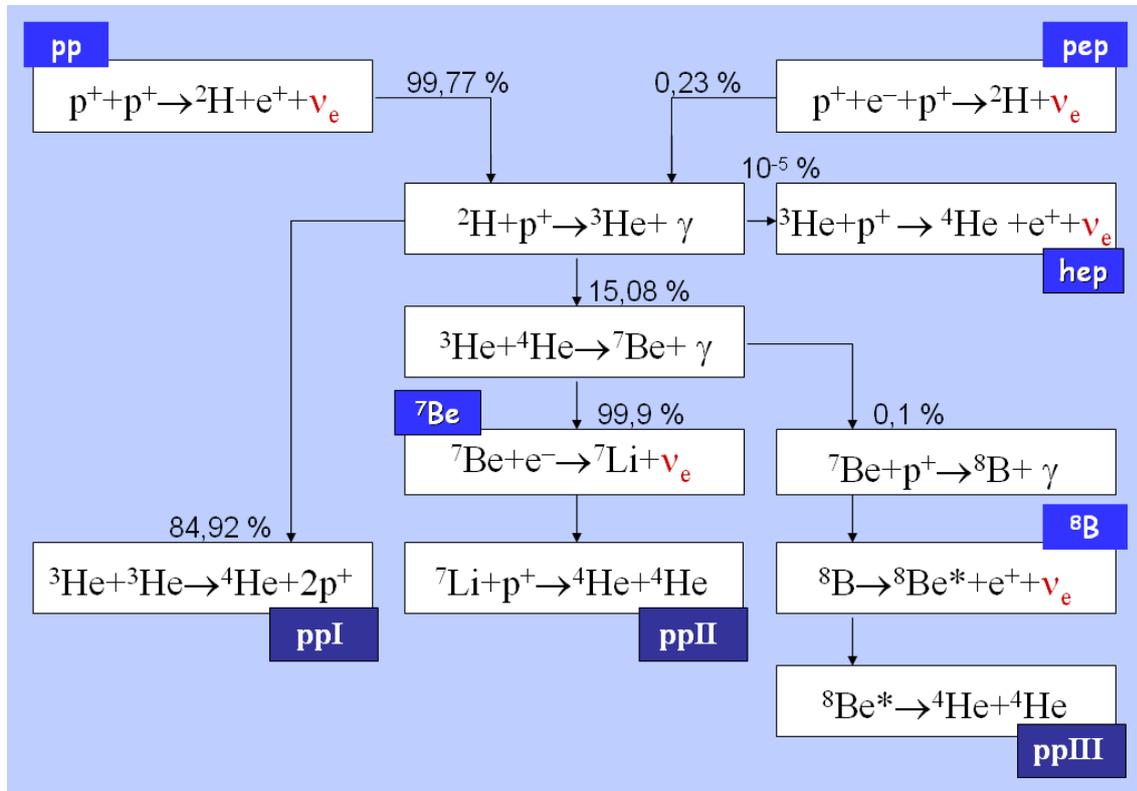


Abbildung 4.1: Der primäre Fusionsprozess der Sonne: Die pp-Kette[31]

4.1.2 Nachgewiesene Neutrinos aus der ungeladenen kosmischen Strahlung

Auf Neutrinos, die Bestandteil der ungeladenen kosmischen Strahlung sind, wird nun eingegangen. Zur Einführung werden wir zunächst auf Neutrinoquellen eingehen, aus denen bereits Neutrinos nachgewiesen wurden:

1. Solare Neutrinos:

In der Sonne werden Neutrinos erzeugt bei der Fusion von Protonen zu Heliumkernen. Der primäre Fusionsprozess ist hierbei die pp-Kette, aus der 5 Reaktionen zum Neutrinospektrum der Sonne beitragen (Abbildung 4.1).

Die höchstenergetischen Neutrinos aus der pp-Kette kommen hierbei von der hep-Reaktion mit einer Endpunktsenergie von 18,77 MeV[6].

2. Neutrinos der Supernova 1987A:

Höherenergetische Neutrinos, allerdings auch von der Größenordnung 10 MeV, wurden von der Supernova 1987A in der Magellanschen Wolke durch verschiedene Experimente registriert. Die 1987 durch verschiedene Experimente detektierten Neutrinos waren die einzigen nachgewiesenen Neutrinos, die sicher aus einer Supernova

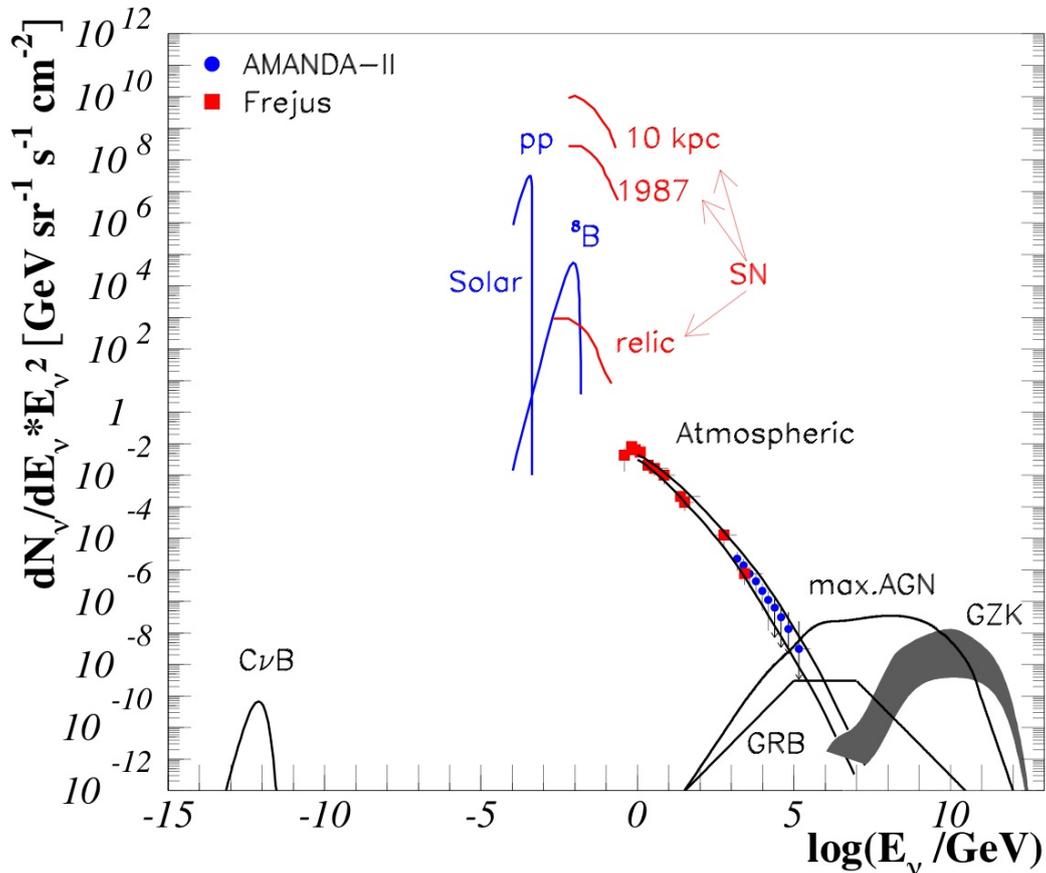


Abbildung 4.2: Differentielle Neutrinoflüsse gewichtet mit E^2 von verschiedenen Quellen[20]

stammten[45].

3. Atmosphärische Neutrinos:

Wesentlich höhere Energien können atmosphärische Neutrinos erreichen: In Abbildung 4.2 erkennt man, dass mit AMANDA (Kapitel 5) der Neutrinofluss bis zu Energien von rund 0,1 PeV experimentell bestimmt hat.

Wie schon in Kapitel 3) erwähnt entstehen atmosphärische Neutrinos in Luftschauern durch Zerfall von Pionen und Kaonen. Man spricht hierbei auch vom konventionellen Fluss atmosphärischer Neutrinos. Ab Neutrinoenergien von 0,1 PeV (bei horizontalem Einfall des Luftschauers) bzw. 10 PeV (bei vertikalem Luftschauereinfall) geht man davon aus, dass der sogenannte prompte Fluss atmosphärischer Neutrinos gegenüber dem konventionellen dominiert. Der prompte Neutrinofluss entsteht durch den Zerfall von Teilchen mit Charm. Diese zerfallen größenordnungsmäßig

1000-mal schneller als die leichten Mesonen und übertragen hierbei einen großen Anteil ihrer Energie auf die Neutrinos, siehe z.B. [15]. Entsprechend aktueller theoretischer Vorhersagen sollte ab etwa 1 PeV - d.h. im für diese Arbeit interessanten UHE-Bereich - der Fluss extragalaktischer Neutrinos gegenüber dem atmosphärischen Neutrinofluss dominieren[20]. Auf die extragalaktischen Neutrinoquellen wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

4.2 Vorhergesagte galaktische und extragalaktische Neutrinoquellen

Galaktische Neutrinoquellen unter 1 PeV:

1. MeV-Neutrinos aus Supernovaausbrüchen
2. Neutrinos bis $\simeq 100$ GeV aus Wechselwirkungen von UHECRs (Kapitel 2) mit dem interstellaren Medium
3. Neutrinos bis $\simeq 100$ TeV aus Wechselwirkungen von Supernovaüberresten mit umgebenden molekularen Wolken erzeugen Neutrinos im wesentlich über Proton-Proton-Wechselwirkungen. Die relevante Reaktion lautet im Wesentlichen [45]:

$$p + p \rightarrow p(n) + m\pi^0 + 2m\pi^\pm \quad (4.1)$$

$p \equiv$ Proton, $n \equiv$ Neutron, $m \equiv$ natürliche Zahl

Durch den Zerfall der geladenen Pionen können nun Neutrinos entstehen, durch den Zerfall der ungeladenen Pionen γ -Strahlen.

Die Neutrinos dieser Quellen erreichen aber keine UHE-Energien und werden daher im Rahmen dieser Diplomarbeit nicht weiter diskutiert.

Ebenfalls zu den galaktischen Quellen zählen Pulsare und Doppelsternsysteme.

1. Pulsare: Unter der Annahme, dass es möglich ist, Ionen (also auch Protonen) nahe der Oberfläche eines Pulsars mit starkem Magnetfeld auf PeV-Energien zu beschleunigen[11], könnten diese durch Wechselwirkung mit thermischen Photonen über die Delta-Resonanz Pionen und somit (π^+ Zerfall) Neutrinos und TeV- γ -Strahlen erzeugen. Diese Wechselwirkung wird Photoproduktion genannt (Kapitel 2). Das Maximum des Wirkungsquerschnittes aufgrund der Delta-Resonanz liegt etwa bei einer Photonenergie von 340 MeV im Ruhesystem des Protons[45]. Aufgrund hoher Protonenergien (s.o.) erwartet man daher erst ein Maximum im Pulsar-Neutrinospektrum bei wesentlich höheren Energien, nämlich 50 TeV, wonach der Fluss mit E^{-2} wieder abfallen sollte bis zu einer möglichen Cutoff-Energie[34]. Der derzeit voraussagesagte Neutrinofluss für Pulsare ist aber sehr gering, so dass es unwahrscheinlich ist, mit den kommenden Detektoren wie z.B. IceCube-80 diese Neutrinos nachzuweisen[11].

2. Doppelsternsysteme: Als mögliche Doppelstern-UHE-Neutrinoquellen werden sogenannte Mikroquasare diskutiert, ein Doppelsternsystem aus einem kompakten Objekt und einem im optischen Bereich sehr leuchtkräftigen Stern. In Jets solcher Doppelsternsysteme können geladene Teilchen auf hohe Energien beschleunigt werden (Kapitel 2). Pionen und somit auch UHE-Neutrinos könnten insbesondere durch Proton-Proton-Wechselwirkung ⁴ (sekundär auch durch Photoproduktion) erzeugt werden[43]. Bei sog. massereichen Mikroquasaren müssen zudem Wechselwirkungen zwischen Jet und dem stellaren Wind berücksichtigt werden.
Die Detektion von UHE-Neutrinos soll laut [43] schwierig aber mit kommenden Detektoren wie IceCube-80 nicht unmöglich sein.

Nun werden vorausgesagte extragalaktische UHE-Neutrinoquellen vorgestellt, die nach aktuellen Modellen mit IceCube-80 nachweisbar sein sollten[20].

Die extragalaktischen leuchtkräftigen Quellen zeichnet insbesondere eine geringe Materiedichte im Vergleich zur Photondichte aus, so dass Photoproduktion statt pp-Wechselwirkung hier der entscheidende Prozess zur Neutrinoherstellung ist[45]. Diese Neutrinos sollen nach Modellen mit IceCube-80 nachweisbar sein[20].

1. GZK-Neutrinos:

Aufgrund der Entstehung von geladene Pionen bei der Wechselwirkung von UHE-CRs mit der Hintergrundstrahlung (siehe GZK-Effekt, Kapitel 2), werden auch hier beim nachfolgenden Pionzerfall UHE-Neutrinos produziert[46]:



Der derzeit vorhergesagte Neutrinofluss ist (mit einer gewissen theoretischen Unsicherheit) ebenfalls in Abbildung 4.2 dargestellt.

2. AGN-Neutrinos: AGNs wurden bereits in Kapitel 2 kurz beschrieben und gelten derzeit als wahrscheinlichste Quellen der UHECRs.

Neutrinos könnten in AGNs sowohl nahe dem zentralen Schwarzen Loch als auch in den AGN-Jets produziert werden. In beiden Szenarien besteht die Möglichkeit, dass geladene Teilchen in Schocks auf hohe Energien beschleunigt werden, welche dann wiederum durch Photoproduktion Neutrinos erzeugen. Nicht geklärt ist hierbei, wie die Beschleunigung der geladenen Teilchen geschieht. Hierbei werden auch Beschleunigungsmodelle diskutiert, die den Beschleunigungsmodellen in GRBs sehr ähnlich sind[45]. Diese werden im nächsten Unterpunkt vorgestellt.

Die optimistischste Vorhersage nicht ausgeschlossener Modelle für AGNs-Neutrino Flüsse ist ebenfalls in Abbildung 4.2 zu sehen.

3. GRB-Neutrinos: GRBs (Gamma Ray Bursts, Gammastrahl Ausbrüche/Gammablitz) stellen die energiereichsten Explosionen im Weltall dar. Inzwischen wurden zahlreiche solcher Gammastrahl Ausbrüche (Photonen im Bereich 10 keV bis 10 MeV oder mehr) auf der Erde beobachtet, wobei man zwischen kurzen (< 2s, typische Dauer

⁴Abkürzung: pp-Wechselwirkung

0,2 s) und langen ($> 2s$, typischer Dauer 20 s) GRBs unterscheidet[38]. Es wird angenommen, dass die kurzen GRB durch das Verschmelzen zweier kompakter Objekte (Neutronensterne und Schwarze Löcher kommen hier als kompakte Objekte in Frage) und die langen GRBs durch eine Hypernova verursacht werden. Eine Hypernova ist eine spezielle Supernova, bei der ein schwerer Stern (mit einer Masse vermutlich größer als 20 Sonnenmassen) explodiert und dabei ein Schwarzes Loch zurücklässt.

Beide Szenarien können durch das Feuerball-Modell beschrieben werden, in dem Plasma-Jets („Feuerbälle“) auf ultrarelativistische Energien beschleunigt werden[42]⁵). Diese Beschleunigung erfolgt schubweise, so dass sich eine Schalenstruktur ausbildet. Kollisionen zwischen Schalen (aufgrund unterschiedlichen Geschwindigkeiten) führen nun zu sogenannten internen Schocks, welche Elektronen und Positronen beschleunigen können. Letztere erzeugen Synchrotron-Gammastrahlung, welche man auf der Erde als Gammablitz detektieren kann, sofern diese auf einen kleinen Kegel begrenzte Strahlung in unsere Richtung emittiert wird.

Nach einem solchen Ausbruch konnte in einigen Fällen über den Zeitraum von Tagen bzw. Wochen ein Nachleuchten (im Röntgen-, optischen, IR und Radiobereich) nachgewiesen werden. Diese Beobachtung kann auch im Rahmen des Feuerball-Modells durch die Wechselwirkungen der expandierenden Schalen mit dem umgebenden interstellaren Medium erklärt werden[49].

Nicht nur Elektronen, sondern auch Protonen könnten in internen (und externen) Schocks beschleunigt werden, z.B. über Fermi-Beschleunigung 1. Ordnung. Durch Photoproduktion könnte mehr als 10% der „Feuerball-Energie“ in Neutrinos umgewandelt werden[49].

Als weitere möglichen UHE-Neutrinoquellen wird z.B. der Zerfall von Teilchen außerhalb des Standardmodells (z.B. topologische Defekte) als Neutrinoquellen diskutiert. Diese Modelle sagen aber - wie schon in Kapitel 2 erwähnt - einen sehr hohen Neutrinofluss voraus, der nicht durch Experimente verifiziert werden konnte.

⁵Der Mechanismus hierfür ist bis heute nicht geklärt, auch wenn klar ist, dass die freiwerdenden Energie beim Einfall von Materie in das Schwarze Loch zur Verfügung steht[17]

Kapitel 5

IceCube

In diesem Kapitel wird der IceCube-Detektor (InIce) und sein Nachweisprinzip für UHE-Neutrinos vorgestellt. Ferner wird der AMANDA-Detektor erwähnt.

5.1 Detektoraufbau

Der IceCube-Detektor, auch InIce genannt, befindet sich etwa 1400m unter der Eisoberfläche in der Nähe des geographischen Südpols (Abbildung 5.1).

Er ist noch im Aufbau und soll 2011 aus 70 bis 80 Strings bestehen, an welchen jeweils 60 digitale optische Module (DOMs) im Abstand von jeweils 17 m befestigt sind. Jedes DOM wird dabei (neben einem Photomultiplier) mit einer CPU bestückt sein, die die vom Photomultiplier empfangenen Signale digitalisiert und im Falle eines Triggers an die DAQ (data acquisition system) überträgt. Die Photomultiplier sind vom Typ Hamamatsu R7081-02 und erreichen eine maximale Quanteneffizienz von etwa 25% bei einer Wellenlänge von 390 nm. Jedes ausgelöste Photoelektron produziert hierbei einen Spannungspuls mit einer Amplitude von $10mV$ und einer Breite von $5ns$ [32]. Eine Messgröße ist somit die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen (=NPE).

Der Stringabstand beträgt ca. 125 m und das Detektorvolumen wird 2011 dann etwa ein Kubikkilometer betragen[1]. Der erste IceCube-String wurde im Januar 2005 installiert. 2006 waren 9 Strings und 2007 bereits 22 Strings installiert. Letztere Konfiguration wird im Rahmen dieser Arbeit anhand von CORSIKA-Simulationen untersucht (Kapitel 8).

Innerhalb von IceCube befindet sich der AMANDA-Detektor. Dieser konnte bereits 1995/1996 mit 4 Strings Daten nehmen und ist immer noch mit inzwischen insgesamt 19 Strings und 677 Photomultipliern in Betrieb.

5.2 IceCube-22-Events

In diesem Abschnitt soll der IceCube-Trigger (Triggerlevel 1) vorgestellt und in diesem Zusammenhang der Begriff „IceCube-22-Event“ definiert werden.

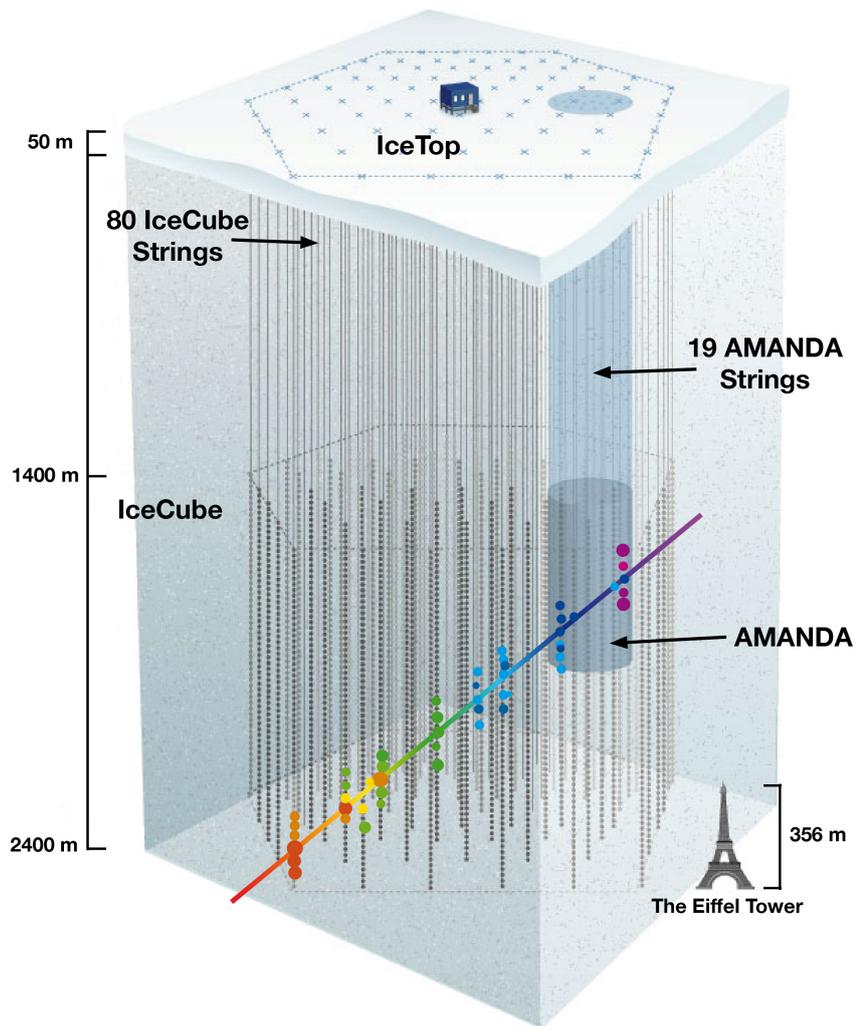


Abbildung 5.1: Schematische Darstellung des IceCube- und AMANDA-Detektors. Außerdem ist ein upgoing Myon dargestellt, welches den Detektor durchquert und dabei auf seinem Weg einige Hits in verschiedenen DOMs (farbig dargestellte Punkte) auslöst. Die unterschiedlichen Farben dieser Punkte sollen auf die unterschiedlichen Zeiten hinweisen, zu denen die DOMs getroffen wurden.

1. Hit:
Liegt ein Photomultiplier-Signal eines DOMs über einer gewissen Schwelle, so bezeichnet man das als einen „Hit“ .

2. Triggerlevel 1:
Der Triggerlevel 1 wird nun ausgelöst, wenn innerhalb $5\mu s$ 8 Hits registriert wurden. Generell werden aber nur DOMs berücksichtigt, falls ein Nachbar-DOM (oder ein Nachbar-DOM des Nachbar-DOMs) innerhalb $1\mu s$ ebenfalls einen Hit registriert hat. Bei einzelnen Hits handelt es sich mit hoher Wahrscheinlichkeit um Rauschen [32].

3. IceCube-22-Event: Wird der Triggerlevel 1 ausgelöst, so werden alle Daten innerhalb eines Zeitfensters von $\pm 10\mu s$ zu einem IceCube-22-Event zusammengefügt.

5.3 Das Nachweisprinzip

Wie werden Neutrinos in IceCube nachgewiesen ?

Der Nachweis erfolgt im Wesentlichen durch die Tscherenkow-Strahlung geladener Sekundärteilchen.

Durchqueren elektrisch geladene Teilchen ein Medium mit Brechungsindex n (z.B. $n=1,33$ für Eis) und besitzen dabei eine Geschwindigkeit v , die größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium ($= c/n$), d.h.

$$c < v < c/n, \tag{5.1}$$

($c \equiv$ Vakuumlichtgeschwindigkeit)

so emittieren diese auf ihrem Weg Tscherenkow-Photonen in einem Winkel Θ von

$$\Theta = \arccos(c/nv) \approx 41 \text{ Grad im Eis mit } v \approx c \text{ [33]}. \tag{5.2}$$

Diese kann im optischen - und nahem UV-Bereich durch die DOMs in IceCube detektiert werden.

Nun wird auf die geladenen Sekundärteilchen eingegangen, die Neutrinos im antarktischen Eis erzeugen können.

Neutrinos können mit Nukleonen im Eis über den Austausch eines geladenen W-Bosons (CC, charged current) oder eines elektrisch neutralen Z-Bosons (NC, neutral current) wechselwirken:

1. CC:

Bei dieser Wechselwirkung erzeugen ($e/\mu/\tau$)-Neutrinos ein Hadron sowie ein dem Neutrino-Flavour entsprechendes Lepton ($e/\mu/\tau$). Die so erzeugten Hadronen verursachen eine hadronische Kaskade, während die Leptonen je nach ihrem Flavour eine unterschiedliche Signatur im Detektor hinterlassen:

- (a) Hochenergetische Elektronen/Positronen strahlen über Bremsstrahlung Photonen ab, die wiederum über Paarbildung Elektronen und Positronen erzeugen können (elektromagnetische Kaskade). Diese Kaskade bricht ab, wenn der mittlere Energieverlust des Elektrons durch Ionisation größer wird als der durch Bremsstrahlung.
Bei einer Anfangsenergie von z.B. 10^{16} eV beträgt die typische Distanz bis zum Schauermaximum etwa 10m[35].
 - (b) Hochenergetische Myonen können stattdessen lange Spuren im Detektor hinterlassen. Bei Energien von 1 PeV liegt die Myonreichweite bereits über 10km [45].
 - (c) Hochenergetische Taus mit z.B. 1 PeV zerfallen bereits nach etwa 50m aufgrund ihrer kurzen mittleren Lebensdauer (etwa $3 \cdot 10^{-13}$ s), und zwar in Hadronen, Myonen, Elektronen, so dass eine sogenannte “double bang“ Signatur im Detektor hinterlassen wird [45]. Es ist aber schwierig, diese Signatur im IceCube-Detektor eindeutig nachzuweisen.
2. NC: Auch elastische Neutrino-Nukleonstreuung kann hadronische Kaskaden im Detektor auslösen, *wenn* hierbei viel Energie auf das Nukleon im Detektor übertragen wird [45].

In Abbildung 5.2 ist noch einmal eine der beschriebenen Wechselwirkungen dargestellt. Von besonderer Wichtigkeit im Zusammenhang mit UHE-Analysen (Kapitel 6) ist hier der hadronische Schauer, welcher aufgrund seiner hohen Teilchenzahl im Detektor (verglichen mit z.B. einer einzelnen Myonspur) für den größten Anteil an NPE verantwortlich ist. Die hadronische Wechselwirkungslänge im Eis beträgt etwa 75 cm [35].

5.4 Der entscheidende Untergrund

Die in einem Luftschauer erzeugten Myonen können den IceCube-Detektor (von oben kommend) erreichen und dort über Tscherenkow-Photonen ein Event auslösen. Aufgrund des Energieverlustes der Myonen auf dem Weg zum Detektor werden nur Luftschauer mit Primärteilchenenergien ab etwa 600 GeV detektiert. Mehr Informationen zum Luftschauer-Untergrund finden sich in den Kapiteln 3, 7 und 8.

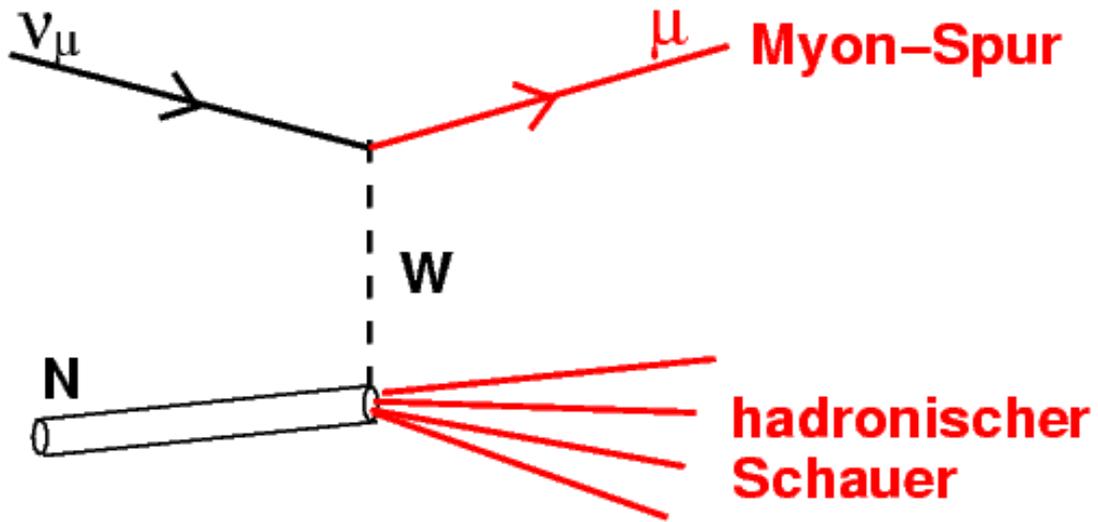


Abbildung 5.2: Inelastische Charged-Current-Wechselwirkung: Ein Myonenneutrino trifft auf ein Detektor-Nukleon und es entsteht ein Myon und ein Hadron. Letzteres löst danach einen hadronischen Schauer aus.

5.5 Suche nach UHE-Neutrinos mit IceCube

Beim Nachweis von atmosphärischen Neutrinos (aus allen Richtungen kommend) beschränkt man sich üblicherweise auf Events, welche den Detektor von unten nach oben (“upgoing“) durchqueren. Dabei nutzt man aus, dass Neutrinos die einzigen bekannten Teilchen sind, welche die gesamte Erde durchqueren können.

Durch diesen Cut kann der für den Neutrinonachweis entscheidende Luftschauer-Untergrund stark reduziert werden¹, da die Myonen aus Luftschauern den Detektor nur von oben nach unten (“downgoing“) passieren können.

Bei Neutrinoenergien von etwa $5 \cdot 10^{13}$ eV beträgt die mittlere freie Weglänge von Neutrinos auf dem Weg durch die Erde gerade dem Erddurchmesser [45]. Bei höheren Energien wird die Erde aufgrund des ansteigenden Neutrino-Nukleon-Wirkungsschnittes zunehmend undurchsichtig für Neutrinos, so dass diese bei Energien von der Größenordnung 10^{18} eV praktisch nur noch nahezu horizontal einfallend den Detektor erreichen können.

Aufgrund des geringen zu erwartenden UHE-Neutrinoflusses ist oberhalb von $E_{Neutrino} = 1$ PeV die Suche nach upgoing Myonen keine gute Detektionsmethode mehr [45]. Ziel von UHE-Analysen ist es nun, downgoing UHE-Neutrino-Events von downgoing Luftschauer-Events durch diskriminierende Observablen zu trennen (siehe Kapitel 6).

¹Ein kleiner Anteil dieses Untergrundes wird fälschlicherweise als upgoing rekonstruiert

Kapitel 6

Bisherige IceCube/AMANDA-UHE-Analysen

In diesem Kapitel werden Analyse-Strategien der bisherigen AMANDA-UHE-Analysen (19 Strings) von L.Gerhardt [18] und J.Lundberg [35] sowie die IceCube-UHE-Analyse von A.Ishihara [30] vorgestellt. Letztere bezieht sich auf die Konfiguration mit 9 IceCube-Strings.

6.1 Analyse-Strategien

UHE-Neutrinos haben deutlich höhere Energien verglichen mit der Gesamtenergie des allergrößten Anteils an luftschauerinduzierten Myonbundles in IceCube/AMANDA. Daher ist es naheliegend Variablen zu nutzen, die mit der Energie korreliert sind, um den größten Anteil des Luftschaueruntergrundes zu diskriminieren. Hierzu eignet sich in IceCube insbesondere die Messgröße NPE (Anzahl der in IceCube ausgelösten Photoelektronen). In den AMANDA-UHE-Analysen wurde hierfür stattdessen die Größe NHIT (Anzahl der AMANDA-Hits, siehe [18]) verwendet, da hier keine digitalisierten Waveforms der OMs (Optische AMANDA Module) zur Verfügung standen.

Außerdem kann man versuchen auszunutzen, dass bei großen Zenitwinkeln (z.B. $\theta > 80$ Grad) der Luftschaueruntergrund stark unterdrückt ist.

Beide Strategien wurden in allen drei erwähnten UHE-Analysen verwendet, in der UHE-Analyse von A. Ishihara sogar im Wesentlichen ausschließlich, da der in dieser Analyse am Anfang zur Datenreduktion benutzte Cut

$$\text{Anzahl getroffener DOMs} \geq 80 \tag{6.1}$$

alle oder fast alle in dieser Analyse untersuchten Events ($\text{NPE} > 10^4$) passieren lässt ([30], Unterabschnitt 8.5.1 in Kapitel 8). Der finale Cut (UHE-Cut) auf NPE in Abhängigkeit vom rekonstruierten Zenitwinkel θ lautet:

$$lg NPE = \begin{cases} 4,6 & \text{falls } \cos\theta \leq 0,1 \\ 4,7 + (1,1/0,9)(\cos\theta - 0,1) & \text{falls } \cos\theta > 0,1 \end{cases}$$

Dieser ist in Abbildungen 6.1 und 6.2 durch eine durchgezogene lila Linie eingezeichnet. Die Fläche links dieser Linie in Abbildung 6.2 repräsentiert das durch diesen Cut verlorene GZK-Neutrinosignal; dieser Verlust an Signal beträgt hier (deutlich) mehr als 40% [9]. Hierbei wurde exemplarisch der Plot für myon-neutrinoinduzierte Events gewählt, da die Plots für andere Neutrino-Flavours nicht grundlegend anders aussehen, siehe [30].

Ein strengerer Cut auf den rekonstruierten Zenitwinkel, $\theta > 85$ Grad, wurde in der AMANDA-Analyse von L. Gerhardt verwendet für Events, die als myonartig (\equiv *nicht kaskadenartig*) rekonstruiert wurden. Bei myonartigen (bzw. spurartigen) Events kann von einer zuverlässigeren Zenitwinkel-Rekonstruktion ausgegangen werden.

Beide erwähnten AMANDA-Analysen verwenden verschiedene Likelihood-Rekonstruktion. Bei einer solchen wird zunächst eine Hypothese A (z.B. der einfache Fall einer langen Myonspur) definiert. Nun sei $P(x_i, A)$ die Wahrscheinlichkeit einer Messung x_i unter der Hypothese A. Die Hypothese A wird nun variiert, bis die Likelihood-Funktion

$$L(x, A) = \prod_i P(x_i, A) \tag{6.2}$$

ihr Maximum annimmt. Für weitere Details sei auf [18],[35] verwiesen.

In den beiden AMANDA Analysen wurden auch noch - neben NPE und rekonstruiertem Zenitwinkel - andere Variablen zur Diskriminierung des Luftschaueruntergrundes benutzt, z.B. in beiden Analysen der Anteil an OMs mit nur einem einzigen Hit. Die Idee bestand darin, dass ein Myonbundle mit der gleichen Gesamtenergie wie ein UHE-Neutrino nicht nur weniger NHIT im Detektor auslöst sondern auch gleichzeitig sein Licht über ein größeres Detektorvolumen verteilt und somit mehr OMs mit nur einem Hit ausgelöst werden [18].

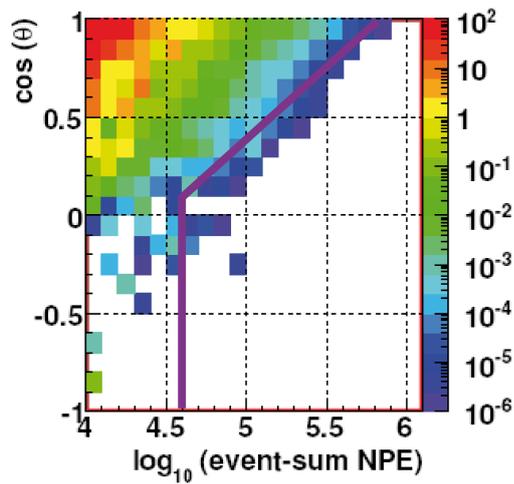


Abbildung 6.1: Simulierte luftschauerinduzierte IceCube-9-Events [30]. Der relative Anteil an Events im jeweiligen Bin ist farblich codiert. Der UHE-Cut ist lila eingezeichnet. Bei den Events mit $\cos\theta < 0$ handelt es sich um falsch rekonstruierte downgoing Luftschauer-Events.

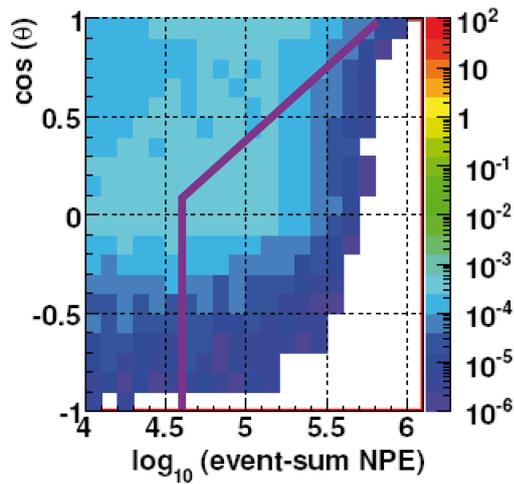


Abbildung 6.2: Simulierte GZK-muon neutrinoinduzierte IceCube-9-Events [30]. Der relative Anteil an Events im jeweiligen Bin ist farblich codiert. Der UHE-Cut ist lila eingezeichnet.

Kapitel 7

Simulation von luftschauerinduzierten IceCube-Events

Bei der Monte-Carlo-Simulation von luftschauerinduzierten IceCube-Events müssen Luftschauer, der Energieverlust ankommender Myonen im antarktischen Eis sowieso die Respons des Detektors simuliert werden. Simulationen von IceCube-22-Events wurden von der IceCube-Kollaboration bereitgestellt. Nun soll auf ein paar Details dieser Simulation eingegangen werden.

7.1 Simulation von Luftschauern mit CORSIKA

Heutzutage ist CORSIKA ein Standardprogramm zur Monte-Carlo Simulation von Luftschauern und wird von vielen Kollaborationen verwendet. CORSIKA steht hier für „Cosmic Ray Simulations for Cascade“ und wurde in den siebziger Jahren ursprünglich für das KASCADE-Experiment in Karlsruhe geschrieben und seitdem stetig weiterentwickelt.

Verschiedenste Primärteilchen¹ können mit CORSIKA simuliert werden. Protonen und schwerere Kerne bis einschließlich Eisen als Primärteilchen sind z.B. für die Simulation von Luftschauern von Interesse, siehe Kapitel 2. Für die Primärteilchen können auch Energiespektren vorgegeben werden, und zwar für jedes Element (ggf.) ein anderes, so dass das Primärteilchen und seine Primärenergie für jeden simulierten Luftschauer entsprechend dieser Vorgabe zufällig ausgewählt wird. Verwendet wurde für diese Arbeit eine Zusammensetzung der kosmischen Strahlung entsprechend dem empirischen Hörandel-poly-gonato-Modells, welches auf Messungen der myonischen, hadronischen und elektromagnetischen Komponente von Luftschauern basiert. [26].

CORSIKA berücksichtigt nun a) die Propagation aller ² Teilchen bis zum Erdboden, b)

¹Es können auch Neutrinos als Primärteilchen ausgewählt werden. Bei der Simulation von UHE-Neutrino-induzierten IceCube-Events wird in der CORSIKA-Simulation aber üblicherweise von der Option Gebrauch gemacht, eine mögliche Wechselwirkung zwischen Neutrino und Luftkern auszuschließen.

²Teilchen mit sehr geringem Anteil an der Gesamtenergie werden z.T. nicht weiter berücksichtigt, Details hierzu finden sich im Abschnitt „Thin sampling“ in [22].

alle möglichen Zerfälle ³ und c) verschiedenste Wechselwirkungen; insgesamt kennt CORSIKA 50 elementare Teilchen, siehe [22].

a) Bei der Teilchenpropagation (dabei wird für jedes Teilchen Identifikationsnummer, Teilchentyp (z.B. μ^-), Lorentzfaktor, Richtung, Ort sowie die Zeit seit der ersten Wechselwirkung des Primärteilchens gespeichert) spielt insbesondere der mittlere Energieverlust, die Ablenkung von geladenen Teilchen im Erdmagnetfeld und bei nahezu horizontal einfallenden Teilchen die Krümmung der Erde eine Rolle. Dies wird bei der CORSIKA-Simulation jeweils mitberücksichtigt.

b) Die mittlere freien Weglängen der simulierten instabilen Teilchen hängen von der Teilchenenergie (\rightarrow Zeitdilatation) und somit auch vom Energieverlust auf ihrem Weg ab.

c) Wirkungsquerschnitte elektromagnetischer Wechselwirkungen glaubt man auch bei den höchsten hier vorkommenden Teilchenenergien (10^{19} eV) zuverlässig durch die QED beschreiben zu können. Bei hadronischen Wechselwirkungen sind nur Wirkungsquerschnitte bei niedrigeren Schwerpunktsenergien (bis in den TeV-Bereich) durch Beschleunigerexperimente bekannt. Um auf Wirkungsquerschnitte bei höheren Energien zu extrapolieren, wird hier das Minijet-Modell SYBILL⁴ verwendet. Auch andere Modelle könnten in CORSIKA verwendet werden, siehe [22]. Erwähnenswert ist, dass sich z.B. bei dem hadronischen Wechselwirkungsmodell QGSJET II/Fluka ⁵ bei Myonenergien oberhalb von 10 TeV ein fast 2-mal niedriger Myonfluss am Erdboden (verglichen mit SYBILL/GHEISHA) ergibt. Noch niedriger ist dieser Myonfluss bei QGSJET 01c/GHEISHA. Von den hier aufgeführten Modellen eignet sich SYBILL/GEISHA am besten, um die experimentellen IceCube-Daten zu beschreiben⁶.

Die mittleren freien Weglängen der simulierten Teilchen bis zu einer hadronischen Wechselwirkung hängen bekanntlich auch noch von der Anzahldichte der Reaktionspartner, und daher hier auch von der Luftdichte ab. Letztere nimmt mit der Höhe über dem Erdboden ab, was CORSIKA über ein 5-Schichten-Modell miteinbezieht [22].

7.2 Propagation der Myonen durch das antarktische Eis

Die Propagation der ankommenden Myonen durch das antarktische Eis übernimmt die Simulation MCC (Muon Monte Carlo) [13].

Zerfälle aber auch hadronische und elektromagnetischen Wechselwirkungen werden berücksichtigt, da hochenergetische Myonen insbesondere über Bremsstrahlung hadronische

³Kanäle, die weniger als 1% beitragen, werden vernachlässigt

⁴Bei niedrigen Schwerpunktsenergien, d.h. hier unter 12 GeV, werden stattdessen die GHEISHA-Routinen benutzt.

⁵Genau genommen sind das natürlich zwei Modelle, wobei hier Fluka statt GHEISHA die Berechnung der Wirkungsquerschnitte bei niedrigen Energien übernimmt

⁶Mehr Informationen hierzu finden sich auf den internen IceCube-Internetseiten.

und elektromagnetische Kaskaden auslösen können. Myonen verlieren Energie über die schon im Kapitel 3 erwähnten Prozesse (Ionisation, direkte Paarproduktion, Bremsstrahlung, Kernwechselwirkung). Allerdings spielt speziell im Eis auch der Energieverlust durch Tscherenkow-Strahlung eine wichtige Rolle, siehe Kapitel 5.

Eine besondere Schwierigkeit bei dieser Simulation liegt nun in der Propagation von Photonen im Eis. Das antarktische Eis ist zwar sehr klar im optischen und nahen UV Bereich, aber nicht homogen bzgl. Staub. Letzterer beeinflusst Absorptions- und Streulängen. Bei Tiefen oberhalb von rund 1300m spielt auch die Streuung an eingeschlossenen Luftblasen eine Rolle. Daher wurde von der AMANDA Kollaboration das heterogene Eismodell entwickelt, welches auf gemessenen Lichtverteilungen im antarktischen Eis bei verschiedenen Lichtsignalen (unterschiedliche Wellenlängen und Signaldauer) basiert. Absorptions- und Streulängen wurden (für verschiedene Wellenlängen) bei verschiedenen Tiefen in Intervallen von 10 m bestimmt [5]. Darauf aufbauend wurde das PHOTONICS-Softwarepaket entwickelt, wodurch nun Inhomogenitäten im Eis bei der Simulation mitberücksichtigt werden können [36].

Insbesondere die Monte-Carlo-Simulation für die Propagation der Myonen durch das Eis ist sehr rechenaufwändig, so dass man derzeit bei der Simulation von IceCube-Events mit Luftschauer-Primärenergien von etwa 10^{19} eV mit größenordnungsmäßig 10^4 Myonen im Detektor an Grenzen bedingt durch die im Moment verfügbare Hardware stößt.

7.3 Simulation der IceCube-Respons

Die Simulation der IceCube Response beinhaltet die Simulation aller DOMs in IceCube-22 (inkl. typischer Photomultiplier-Eigenschaften wie prepulse, afterpulse, Rauschen etc.), so dass man über die simulierten Pulsformen später bei der Auswertung auf die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen zurückschließen kann. Außerdem wird der Trigger (siehe Kapitel 5) mitsimuliert.

Kapitel 8

Auswertung der Simulation

In diesem Kapitel wird eine von der IceCube-Kollaboration zur Verfügung gestellte CORSIKA-Simulation von luftschauerinduzierten IceCube-22-Events (siehe Kapitel 7) ausgewertet. Simuliert wurde in einem Luftschauer-Primärteilchen-Energiebereich von $6 \cdot 10^{11}$ eV bis 10^{18} eV und mit Zenitwinkeln von 0 bis 89,99 Grad. 0 Grad entspricht hierbei vertikalem Einfall von oben.

Verwendet wurden 1000 Dateien (000-999) vom Datensatz 890, in welchen sich insgesamt 1504598 simulierte IceCube-22-Events befinden. Das entspricht einer Detektorlaufzeit von etwa 44 Minuten.

Zur Auswertung wurde die interne IceCube-Software IceTray, ein selbstgeschriebenes Programm (in C++), sowie das Auswertungsprogramm Root [2] verwendet.

Ziel dieses Kapitels ist es, Eigenschaften der luftschauerinduzierten Ereignisse in IceCube aufzuzeigen, mit deren Hilfe man sich Gedanken über neue den Luftschaueruntergrund diskriminierende Variablen für zukünftige IceCube - UHE-Analysen machen kann.

8.1 Spektrum der IceCube-22-Events

Mit „Energie eines Luftschauers“ ist folgend immer die Energie des jeweiligen Luftschauer-Primärteilchens gemeint.

Das Spektrum bzw. die Energieverteilung der simulierten luftschauerinduzierten IceCube-22-Events ist in Abbildung 8.1 dargestellt.

Nahe der IceCube-Nachweisschwelle für Luftschauer bei etwa $6 \cdot 10^{11}$ eV ist wie erwartet ein geringerer Anteil von Events abzulesen. Oberhalb eines Maximums bei rund 10^{13} eV fällt das Spektrum wieder ab, die Steigung nimmt bei höheren Energien weiter zu. Der lineare Fit mit dem Programm Root [2] im Energiebereich $10^{15,5}$ eV bis $10^{16,5}$ eV (rot in Abbildung 8.1 dargestellt) ergab eine Steigung von $-1,90 \pm 0,01$, d.h. einen (positiven) differentiellen spektralen Index γ von etwa 1,9.

Dies liegt deutlich unter dem Wert von γ des simulierten Primärteilchen-Spektrums, bei dem γ im Bereich zwischen 2,7 und 3 liegen sollte (Kapitel 2). Der deutlich geringere Betrag der Steigung im Plot kann damit zusammenhängen, dass simulierte Luftschauer (zumindest in diesem Energiebereich) bei höherer Energie eine größere Wahrscheinlichkeit

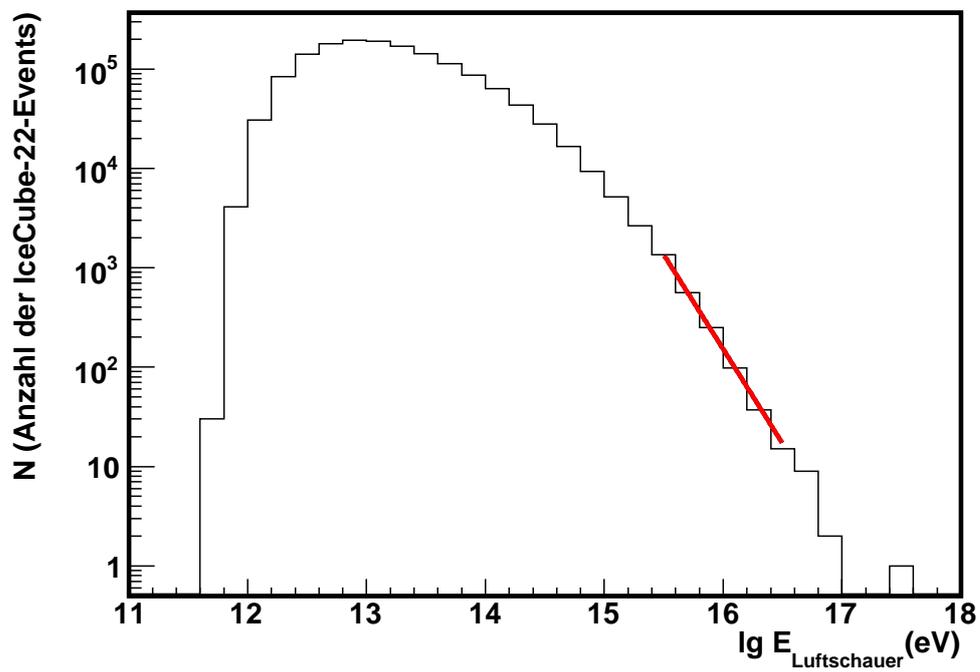


Abbildung 8.1: Das Spektrum der simulierten luftschauerinduzierten IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1. y-Achse: Anzahl von IceCube-22-Events, x-Achse: Zehnerlogarithmus der Energie des Luftschauer-Primärteilchens in eV. Man erkennt eine geringe Anzahl an Events im ersten Bin nahe der IceCube-Nachweisschwelle und ebenfalls eine geringe Anzahl bei hohen Energien aufgrund des Eingangsspektrums der Luftschauer-Primärteilchen nach Hoerandel [26].

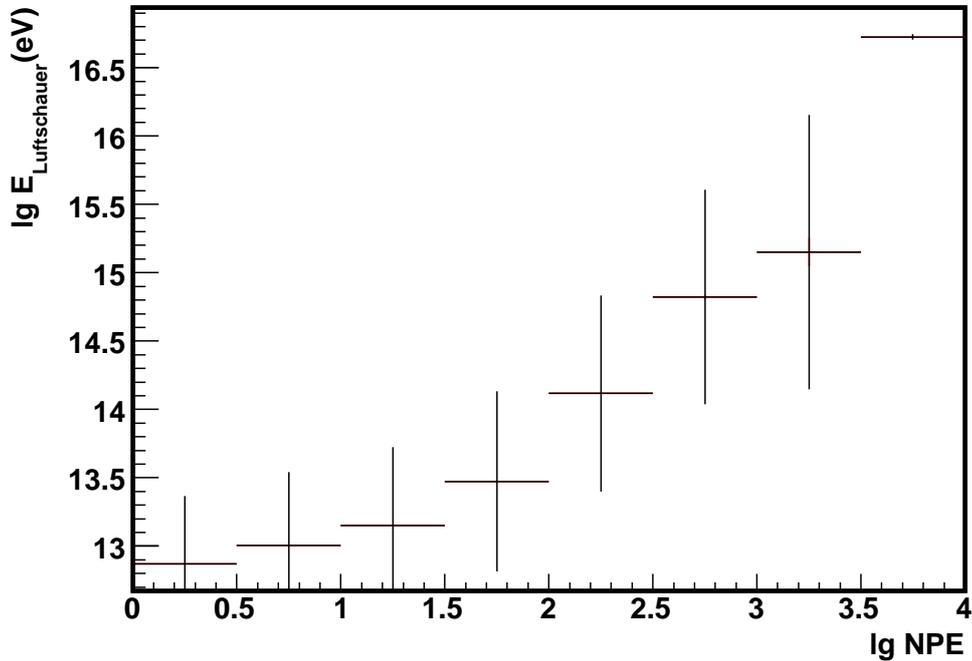


Abbildung 8.2: Profile-Plot: Mittlere Energie der simulierten Luftschauer-Primärteilchen (y-Achse) im jeweiligen NPE-Bin nach Triggerlevel 1. Die senkrechten Linien entsprechen hierbei der Streuung der Primärteilchenenergien.

haben, im IceCube-Detektor nachgewiesen zu werden. Insbesondere gilt das für simulierte Luftschauer in diesem Energiebereich, die mit großen Zenitwinkeln simuliert wurden. Bei ihnen bestimmt ihre Energie entscheidend, mit welcher Wahrscheinlichkeit sie die lange Strecke durch das Eis zum IceCube-Detektor zurücklegen können (Abbildung 8.5). Außerdem haben Luftschauer im Energiebereich $10^{15,5}$ eV bis $10^{16,5}$ eV (zumindest im Durchschnitt) bei größerer Energie auch eine größere Ausdehnung bzgl. der Myonen, und zwar am Erdboden [33] als auch im IceCube-Detektor (Abschnitt 8.3). Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Teil der Myonen aus einem simulierten Luftschauer größerer Ausdehnung den IceCube-Detektor nicht verfehlt (bzw. nicht vorbeifliegt), ist daher höher.

In diesem Abschnitt sollte auch erwähnt werden, dass über die Messgröße NPE (Anzahl der im Detektor ausgelösten Photoelektronen) versucht werden kann, auf die Primärenergie des Luftschauers zurückzuschließen: Je größer NPE, desto höher war (zumindest im Durchschnitt) die Energie des Luftschauer-Primärteilchens. Anhand des simulierten Datensatzes 890 kann dieser Zusammenhang ebenfalls dargestellt werden, z.B. in einem Profile-Plot [2], siehe Abbildung 8.2.

Die waagerechten Linien der dargestellten Kreuze im Profile-Plot entsprechen hierbei der gewählten Binbreite, die senkrechten Linien der Streuung s um den Mittelwert (dargestellt

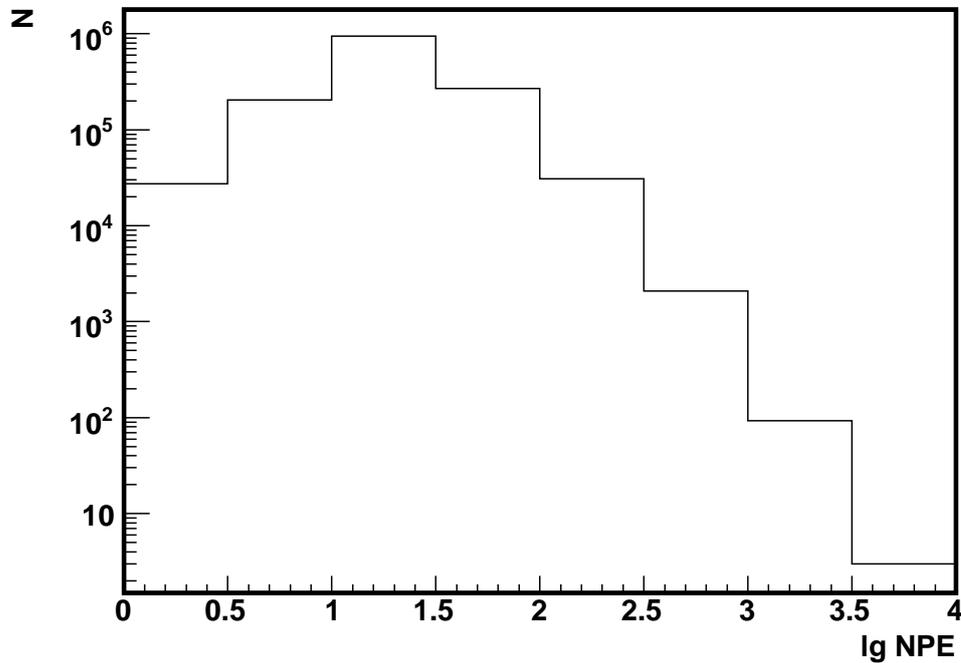


Abbildung 8.3: Verteilung der Gesamtzahl ausgelöster Photoelektronen (NPE) in IceCube-22-Events nach Triggerleve 1. Die geringe Statistik bei hohen Luftschauerenergien zeigt sich hier wiederum durch eine geringe Statistik bei hohen Werten von NPE.

durch den Mittelpunkt des Kreuzes). Zur Berechnung von s siehe z.B. [3] [2].

Es ist zu berücksichtigen, dass bei einer geringen Anzahl der Einträge in einem Bin die Streuung kein zuverlässiger Schätzer mehr für die Standardabweichung ist. Als Anhaltspunkt für die zugrunde liegende Statistik innerhalb eines Energie-Bins kann Abbildung 8.3 verwendet werden.

Außerdem lässt sich anhand von Abbildung 8.3 erkennen, dass man im verwendeten Datensatz bei hohen Luftschauer-Primärenergien - die für eine IceCube-22-UHE-Analyse relevant wären - praktisch keine Statistik hat: Hierzu vergleiche man z.B. die in dieser Abbildung maximal erreichten NPEs mit Abbildung 6.1 aus der UHE-Analyse von A. Ishihara für IceCube-9.

8.2 Zenitwinkelabhängigkeit

In Abbildung 8.4 ist die Zenitwinkelverteilung der IceCube-22-Events dargestellt (schwarz). Hierbei wurden die simulierten Zenitwinkel der Luftschauer-Primärteilchen aufgetragen. Bei einer hypothetischen Gleichverteilung der IceCube-Events über alle Richtungen (von oben) erwartet man in diesem Plot folgende Abhängigkeit:

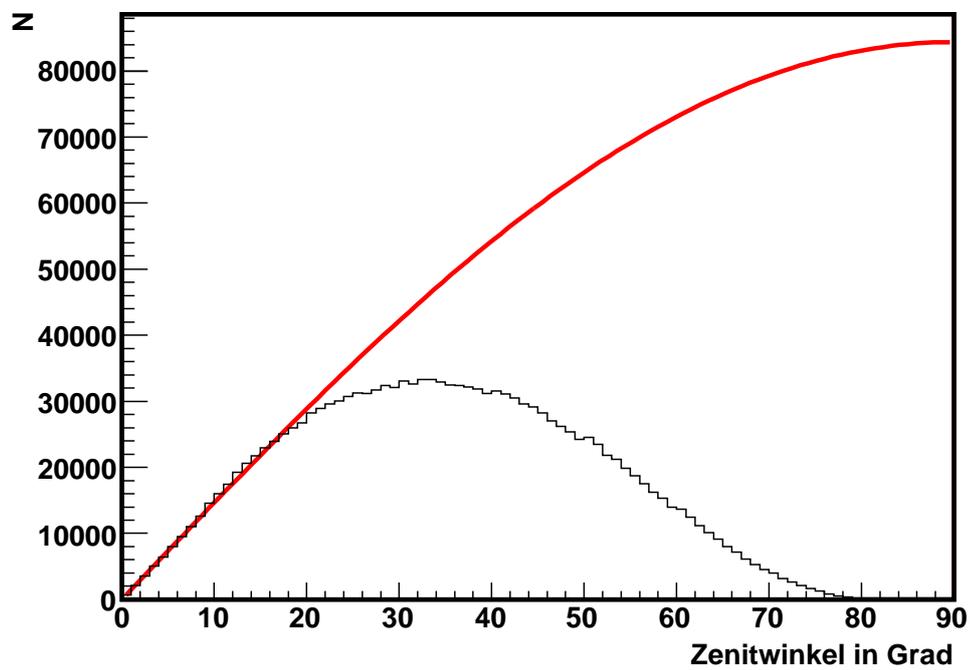


Abbildung 8.4: Die Zenitwinkelverteilung der IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1 (schwarz dargestellt). y-Achse: Anzahl der IceCube-22-Events, x-Achse: Zenitwinkel des Luftschauer-Primärteilchens in Grad. Zum Vergleich: Bei einer Gleichverteilung über alle Raumrichtungen ergäbe sich eine Sinusfunktion (rot dargestellt).

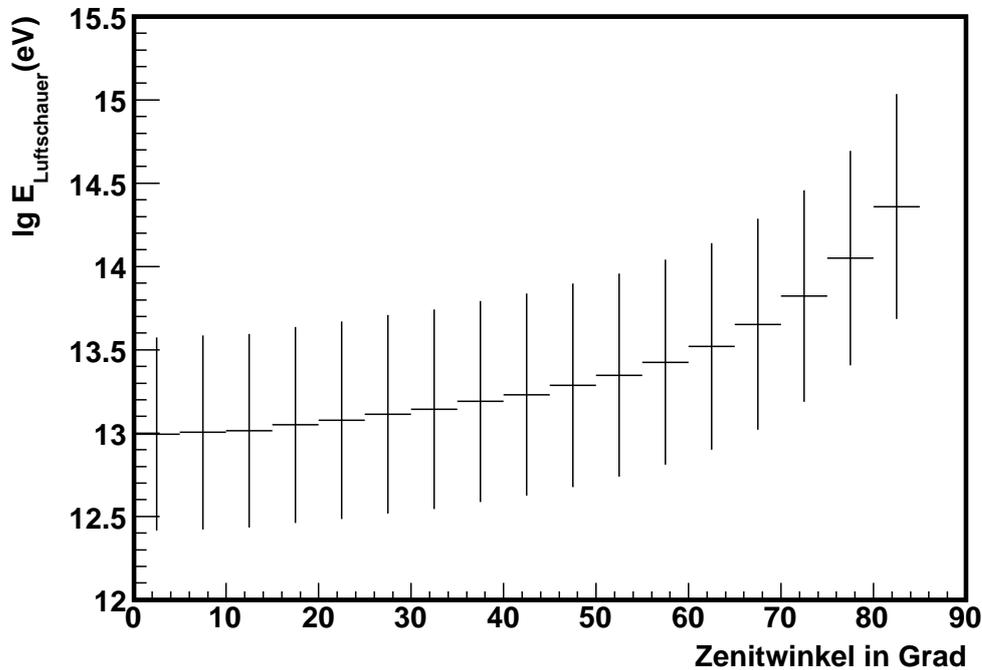


Abbildung 8.5: Profile-Plot: Mittlere Luftschauer-Primärteilchenenergien bei verschiedenen Zenitwinkeln nach Triggerlevel 1. Die senkrechten Linien entsprechen der Streuung im jeweiligen Bin.

$$N(\theta) = a \cdot \sin(\theta). \tag{8.1}$$

$a \equiv$ Konstante

$\theta \equiv$ Zenitwinkel des Luftschauer-Primärteilchens

Die Bins wären proportional zum Volumen des Raumwinkelements in Kugelkoordinaten, also proportional zu $\sin(\theta)$ gefüllt. $N(\theta)$ ist in Abbildung 8.4 rot dargestellt, wobei der Parameter a durch einen Fit im Intervall von 0 bis 10 Grad bestimmt wurde. Die Abbildung zeigt, dass der Luftschaueruntergrund bei großen Zenitwinkeln in IceCube stark reduziert ist. Das liegt daran, dass bei größeren Zenitwinkeln die Myonen immer mehr Materie - insbesondere Eis - durchqueren müssen, um den IceCube-Detektor 1,4 km unter der Eisoberfläche zu erreichen. Auf ihrem Weg verlieren z.B. Myonen mit Zenitwinkeln ≥ 80 Grad in den meisten Fällen so viel Energie im Eis, dass sie mit hoher Wahrscheinlichkeit entweder den Detektor gar nicht erst erreichen (d.h. sie zerfallen vorher) oder ihre Energie - im IceCube-Detektor angekommen - ist nicht groß genug, um den Trigger in IceCube auszulösen.

Aus Abbildung 8.5 ist zu entnehmen, dass Events mit großen Zenitwinkeln (z.B. $\theta > 80$

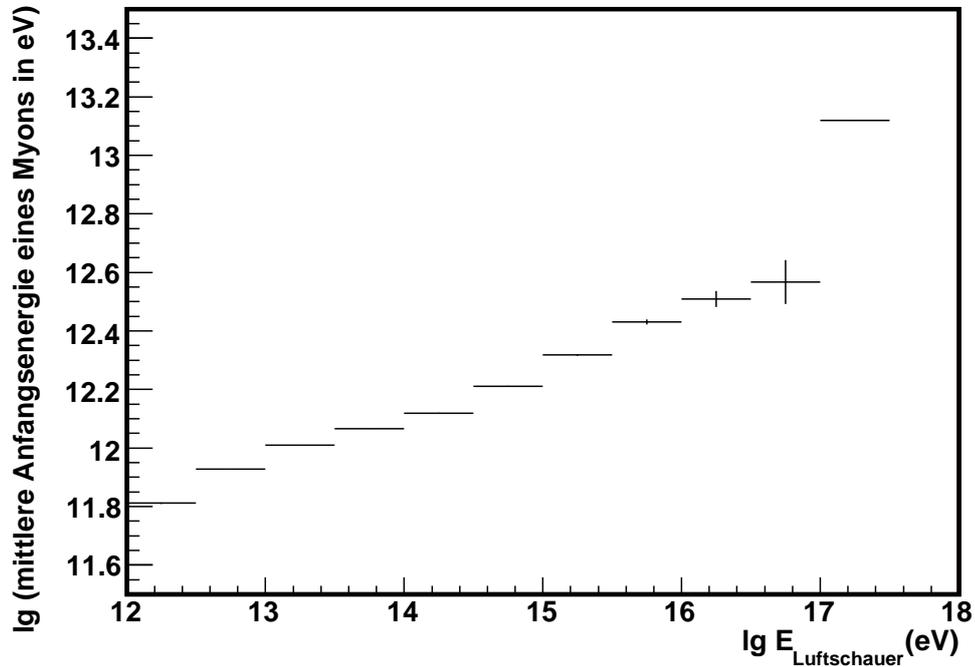


Abbildung 8.6: Profile-Plot: y-Achse: Mittlere Energie eines Myons in einem IceCube-22-Event nach Triggerlevel 1, gemittelt über alle Events im jeweiligen Energie-Bin (Luftschauer-Primärteilchenenergien). Die senkrechten Linien entsprechen hier abweichend von den anderen Profile-Plots in dieser Arbeit dem mittleren Fehler des Mittelwertes. Ein Korrekturfaktor bei kleiner Statistik wurde nicht berücksichtigt. Die Abbildung zeigt, dass bei höheren Luftschauerenergien mit Mittel auch eine höhere Energie auf jedes einzelne Myon übertragen wird.

Grad) im Durchschnitt durch Luftschauer mit höheren Primärenergien ausgelöst wurden. Das sollte daran liegen, dass sich die geringere Nachweiswahrscheinlichkeit bei hohen Zenitwinkeln stärker auf die Luftschauer mit niedrigen Energien auswirkt. Luftschauer mit höheren Energien erzeugen in der Regel mehr Myonen (siehe Abschnitt 8.3), von denen jedes im Mittel auch noch eine höhere Anfangsenergie (= Energie direkt nach der Entstehung eines Myons) erhält (Abbildung 8.6). Beides erhöht die Nachweiswahrscheinlichkeit eines simulierten Luftschauers in IceCube.

8.3 Anzahl der Myonspuren in IceCube-22

Folgend wird der Luftschauer-Untergrund analysiert, indem die Anzahl, Dichte und Ausdehnung der Myonspuren in IceCube-22-Events definiert und ihre Abhängigkeit von anderen Größen untersucht wird.

Bei der Zählung der Myonspuren innerhalb eines IceCube-22-Events wurden nur die

Myonspuren berücksichtigt, die verantwortlich für mindestens einen Hit im Detektor waren.¹ Diese Myonspuren werden ab hier als Myontracks und die Anzahl der Myontracks in einem Event als *Myontrack-Zahl* bezeichnet:

$$\text{Myontrack - Zahl} \equiv \text{Anzahl}(\text{Myontracks}) \equiv \text{Anzahl}(\text{Myonen}(\text{Hits} \geq 1)) \quad (8.2)$$

Die Verteilung der Myontrack-Zahlen ist in Abbildung 8.7 schwarz dargestellt.

Das Maximum hat diese Verteilung bei Myontrackzahl = 1. Etwa 73% aller simulierten IceCube-22-Events sind Singletrack-Events, also entspricht der Anteil an Multitrack-Events² etwa 27%.

Der Anteil an Multitrack-Events steigt mit zunehmender Luftschauer-Primärenergie, bei 100 TeV liegt der Anteil an Multitrack-Events bereits deutlich über 50% (Abbildung 8.8). Da bei hohen Luftschauer-Primärenergien auch mehr Pionen produziert werden können (das betrifft schon die erste Wechselwirkung des Luftschauer-Primärteilchens), erwartet man natürlich auch einen größeren Anteil an Multitrack-Events als auch höhere Myontrack-Zahlen bei höheren Energien. Die Korrelation zwischen Myontrack-Zahl und Luftschauerenergie ist in Abbildung 8.9 anhand eines Lego-Plots[2]³ veranschaulicht.

Offenbar ist eine gewisse Luftschauer-Mindestenergie erforderlich, um eine entsprechende Myontrack-Zahl im Detektor zu erzeugen: Innerhalb eines größerer Bereiches, welcher sich durch hohe Myontrack-Zahlen und geringe Luftschauerenergien auszeichnet, finden sich keine Events. Dementsprechend ist es nicht verwunderlich, dass die Events mit den größten Myontrack-Zahlen auch durch die Luftschauer mit den größten Primärenergien in der Simulation ($E > 10^{16}eV$) ausgelöst wurden. Es gibt jedoch auch Events mit relativ hohen Primärenergien und geringer Myontrack-Zahl. Das liegt vermutlich daran, dass bei diesen Events ein großer Anteil der Myonen den IceCube-22-Detektor verfehlt haben.

8.4 Myontrack-Abstände in IceCube-22-Events

Üblicherweise wird der Abstand zweier Geraden/Spuren/Tracks durch die Länge ihrer kürzesten Verbindungsstrecke definiert.

Da die kürzeste Verbindungsstrecke zweier Myontracks aber weit außerhalb unseres Detektors liegen könnte (im Detektor weit entfernte Myonen könnten z.B. oberhalb des Detektors aufeinander zulaufen bzw. sich sehr nahe kommen), ist diese Definition hier unpraktisch. Es geht schließlich um typische Ausdehnungen von Events *innerhalb* des Detektors.

Es werden daher nun Definitionen verwendet, mit denen man auch das Auseinanderlaufen

¹Zur Zählung (bzw. Unterscheidung) der Myonen wurden die von der Simulation bereitgestellten Teilchen-Identifikationsnummern (ID) benutzt.

²Anzahl der Events mit (Myontrack-Zahl > 1) geteilt durch die Gesamtzahl der simulierten Events.

³Option:LEGO2

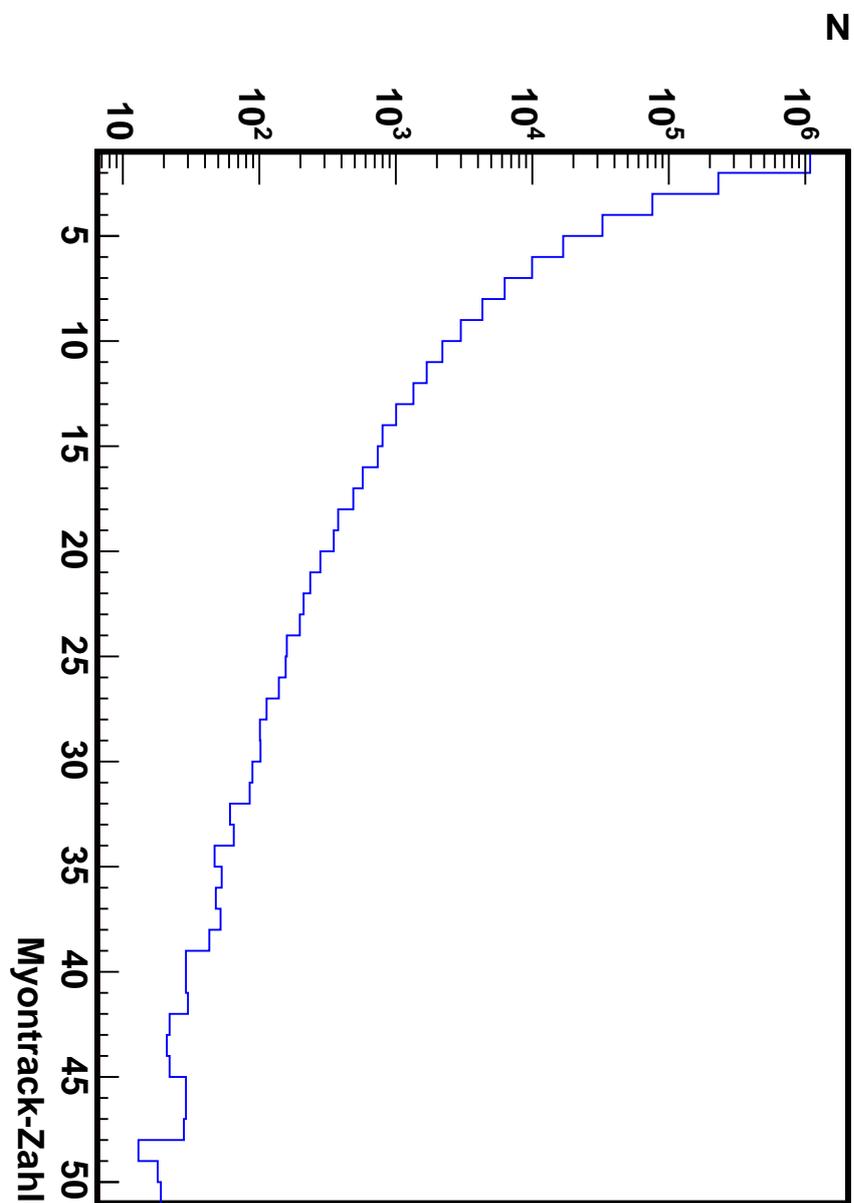


Abbildung 8.7: Blau dargestellt: Verteilung der Myontrack-Zahlen bei IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1 im Bereich 1 bis 51. Als Binbreite wurde 1 gewählt, so dass man das Maximum der Verteilung, Myontrack-Zahl = 1, erkennen kann.

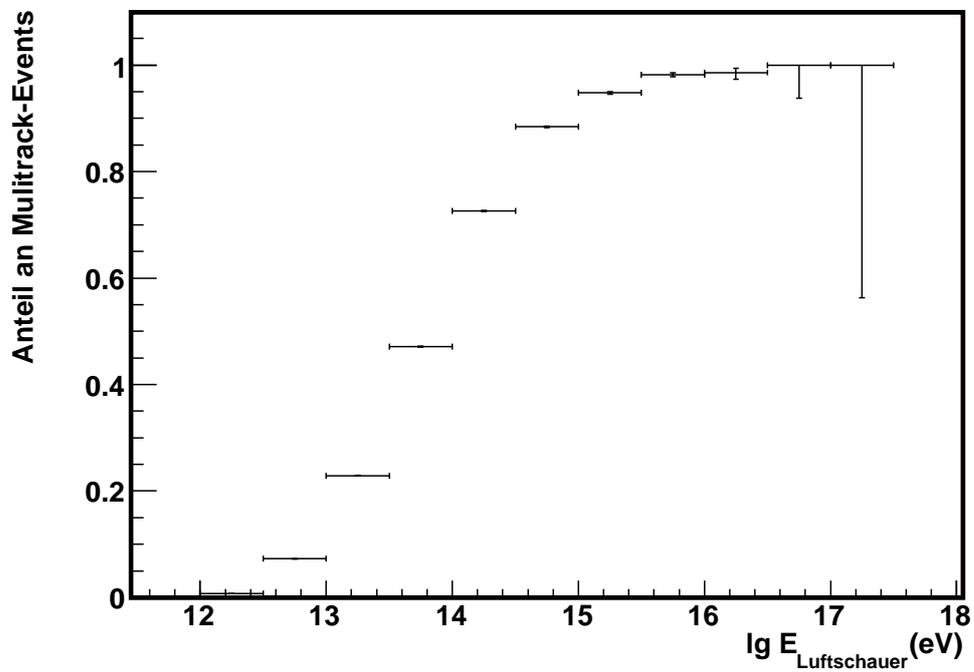


Abbildung 8.8: Anteil an Multitrack-Events bei verschiedenen Luftschauer-Primärenergien nach Triggerlevel 1.

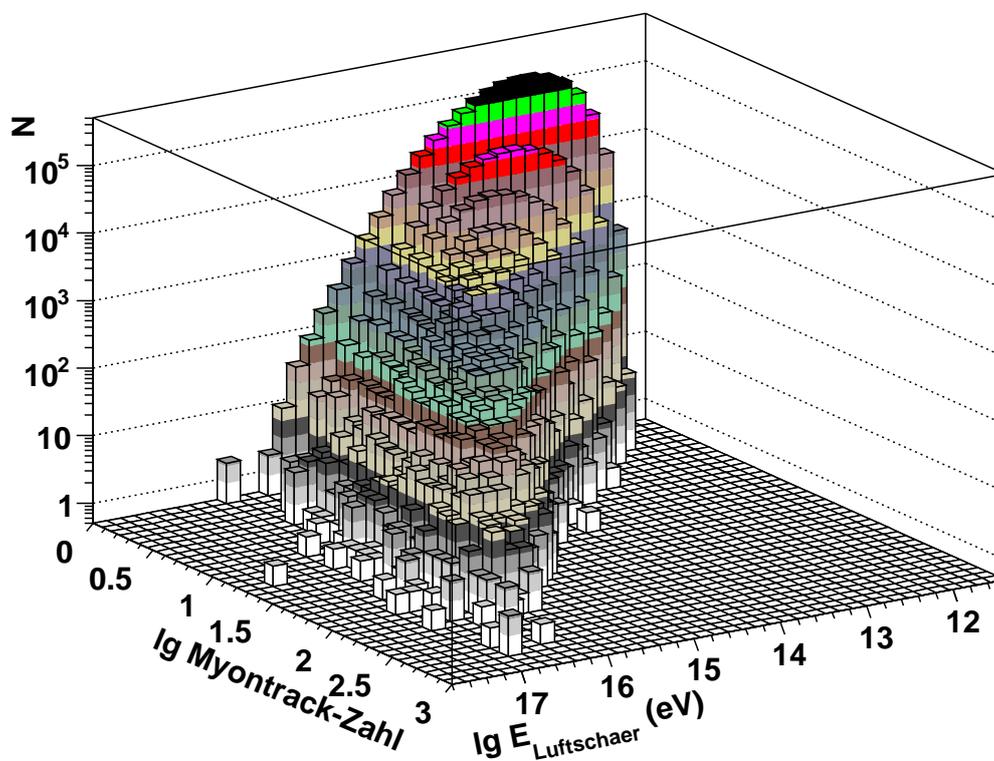


Abbildung 8.9: Myontrack-Zahl, Luftschauer-Primärenergie und Anzahl der IceCube-22-Events (nach Triggerlevel 1) sind hier in einem Lego-Plot dargestellt. Die farbliche Codierung entspricht der Anzahl der IceCube-22-Events im jeweiligen Bin, welches sich hier aus Myontrack-Zahl und Luftschauer-Primärenergie zusammensetzt.

nicht exakt paralleler Myontracks besser quantifizieren kann:

Definitionen:

1. Der **Abstand zwischen zwei Myontracks** (M_1, M_2) an einem beliebigen Punkt auf dem Myontrack M_1 (z.B. der Detektoreintrittspunkt von M_1) sei definiert durch den Abstand⁴ dieses Punktes zum Myontrack M_2 .
Der Abstand zweier Myontracks an verschiedenen Punkten (diese sollen wie gerade definiert auf einer der beiden Myontracks liegen), kann nun offensichtlich verschiedene Werte annehmen, wenn die beiden Myontracks nicht exakt parallel sind.
2. Der mittlere Abstand (oder kurz: **Abstand zweier Myontracks**) zweier Myontracks *im Detektor* sei dann definiert durch den Mittelwert der vier Myontrack-Abstände, berechnet an den beiden Detektoreintrittspunkten und an den beiden Detektoraustrittspunkten:

$$\text{Abstand zweier Myontracks} := \text{Mittelwert} [\\ \text{Abstand}(\text{Detektoreintrittspunkt}(M_1), M_2), \text{Abstand}(\text{Detektoraustrittspunkt}(M_1), M_2), \\ \text{Abstand}(\text{Detektoreintrittspunkt}(M_2), M_1), \text{Abstand}(\text{Detektoraustrittspunkt}(M_2), M_1)]$$

Endet ein Myontrack im Detektor wird statt des Detektoraustrittspunktes der Endpunkt dieses Myontracks verwendet.

3. Dementsprechend wird die **Abstandsänderung zweier Myontracks im Detektor** als die Differenz zwischen dem größten und dem kleinsten Wert dieser vier Myontrack-Abstände definiert.
4. Der **maximale Myontrack-Abstand** in einem IceCube-22-Event wird definiert als der Abstand zwischen den beiden Myontracks, die am weitesten (siehe Def. mittlerer Abstand zweier Myontracks im Detektor) voneinander entfernt sind. Dieser maximale Abstand wird als **Maß für die Ausdehnung** eines IceCube-Events verwendet.

Innerhalb eines IceCube-22-Multitrack-Events erweisen sich die Myontracks in der Simulation in guter Näherung als parallel, bei rund 90% aller Multitrack-Events beträgt der *maximal* vorkommende Winkel zwischen zwei Myontracks in einem Event weniger als 0,1 Grad (Abbildung 8.10). Für jedes Event wurden hierzu alle Winkel zwischen je zwei Myontracks berechnet ⁵.

⁴Der Abstand zwischen Punkt und Gerade wird wie in der Mathematik üblich durch ihre kürzeste Verbindungsstrecke definiert.

⁵Der Winkel zwischen zwei windschiefen Geraden ist in der Mathematik definiert als der Winkel zwischen den beiden Richtungsvektoren.

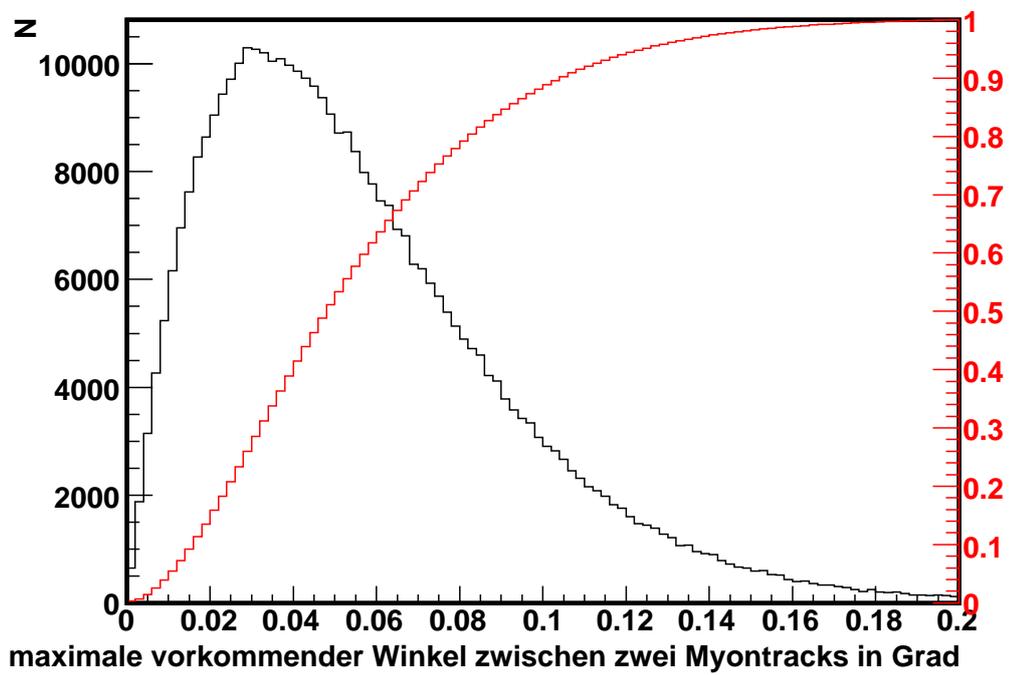


Abbildung 8.10: Schwarz dargestellt: Die Verteilung der maximal vorkommenden Winkel zwischen zwei Myontracks in einem IceCube-22-Multitrack-Events nach Triggerlevel 1. Rot dargestellt ist der Anteil an Multitrack-Events, bei dem der Winkelunterschied kleiner oder gleich ist als der Winkelunterschied im jeweiligen Bin.

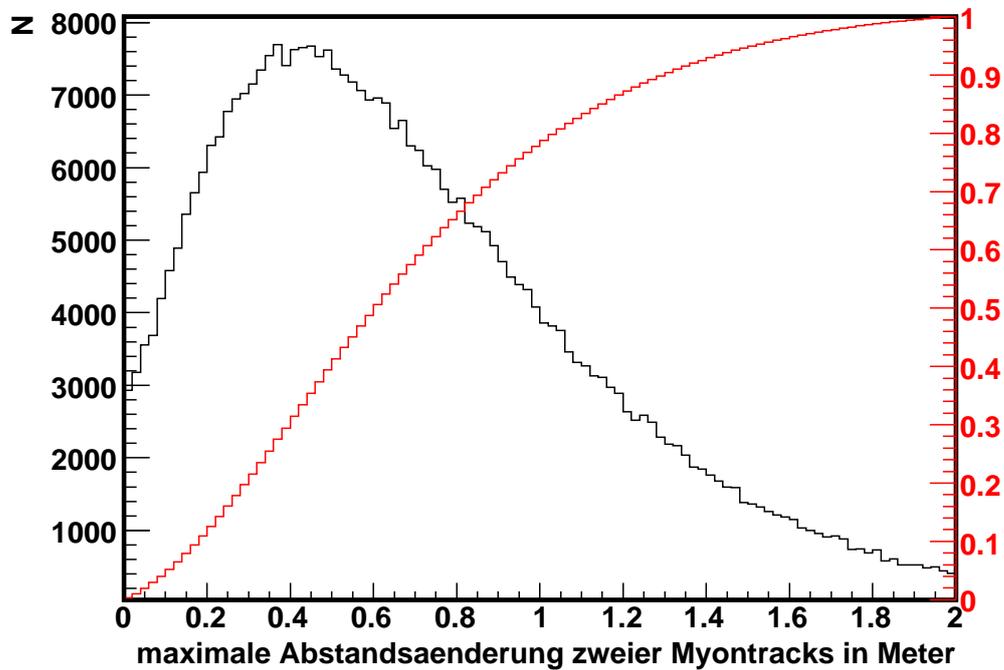


Abbildung 8.11: Schwarz dargestellt: Maximale Abstandsänderungen zweier Myontracks im Detektor bei Multitrack-Events. Rot dargestellt ist der Anteil an Multitrack-Events, bei dem diese Abstandsänderung kleiner oder gleich ist als die Abstandsänderung im jeweiligen Bin.

Abbildung 8.11 zeigt entsprechend, dass bei rund 90% der Events die Abstandsänderung zweier Myontracks im Detektor nicht mehr als 1,3m beträgt.

Aufgrund der recht komplizierten Detektorgeometrie war es bei der Berechnung von Myonabständen im Detektor im Folgenden praktisch, auf die von der Simulation zur Verfügung gestellten Detektoreintrittspunkte und Detektoraustrittspunkte (bzw. Endpunkte) der Myonen zurückgreifen zu können.

Bei Luftschauerenergien im Bereich 10^{14} eV bis 10^{19} eV erwartet man einen Anstieg der Ausdehnung der myonischen Komponente am Erdboden mit der Luftschauerenergie, siehe z.B. [33].

Aus Abbildung 8.12 geht wie erwartet hervor, dass ab einer gewissen Energie (etwa 10^{14} eV, was im Übrigen etwa in dem Bereich liegt, in dem der Anteil an Multitrackereignisse 50% beträgt, Abschnitt 8.3) der maximale Abstand zweier Myontracks im Detektor (gemittelt im jeweiligen Energie-Bin) mit der Energie des Luftschauer-Primärteilchens ansteigt.

Bei Luftschauerenergien bis $10^{13,5}$ eV hingegen sinkt nach Abbildung 8.12 der maximale

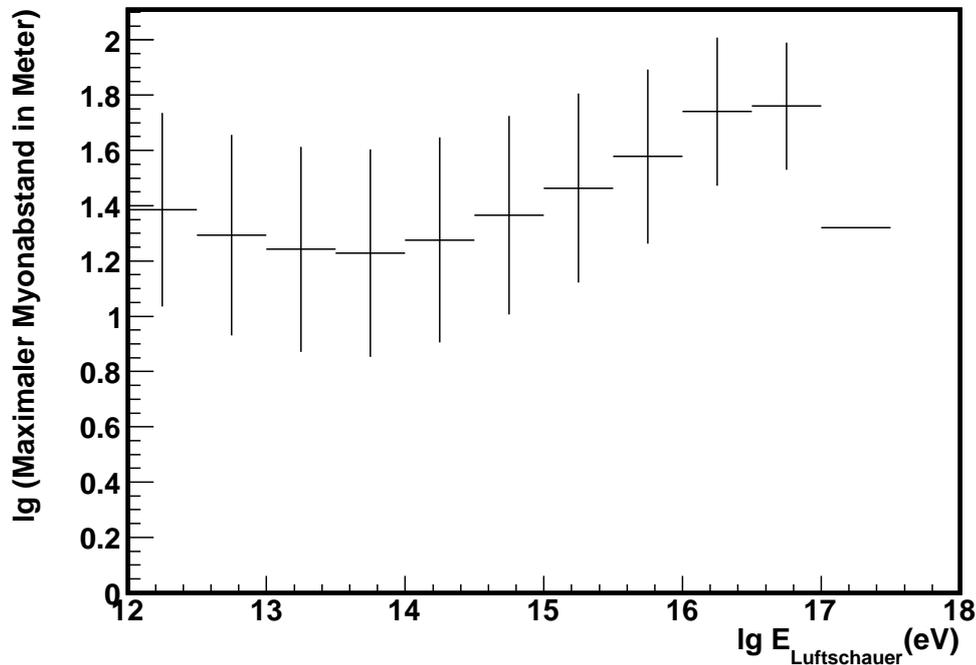


Abbildung 8.12: Profile-Plot: Maximaler Myontrack-Abstand bei verschiedenen Luftschauer-Primärenergien nach Triggerlevel 1. Berücksichtigt wurden nur Multitrack-Events.

Abstand zweier Myontracks bei zunehmender Luftschauerenergie.

Die Abhängigkeit des maximalen Myonabstandes von der Luftschauerenergie ist von mehreren Faktoren bestimmt und ist daher nicht so leicht zu erklären. Hierbei spielt z.B. der Einfluss der mit der Luftschauerenergie ansteigenden a) (durchschnittlichen) Myontrack-Zahl, b) Höhe der Primärwechselwirkung (des Luftschauerprimärteilchens) sowie c) der Einfluss der mit der Energie noch zunehmenden Tendenz zur Vorwärtstreuung eine Rolle. Außerdem rücken die Myontracks bei steigender Luftschauer-Primärenergie im Durchschnitt immer dichter zusammen, wie man in Abbildung 8.13 erkennen kann. Als Maß für die Dichte der Myontracks wurde der mittlere Abstand eines Myontracks zu seinem Nachbar-Myontrack verwendet. Es wurde also der Abstand von jedem Myontrack M_i zu seinem Nachbar-Myontrack (Der Myontrack mit dem geringsten Abstand zu M_i) berechnet und über diese Abstände danach gemittelt.

Dieses Maß wurde so gewählt, dass es bei hoher Myontrack-Zahl (z.B. 100) nicht stark abhängig ist von einem einzelnen abseits verlaufenden Myontrack.

Aufgrund des Stringabstandes in IceCube (125m) ist nun natürlich klar, dass man bei hohen Luftschauer-Primärenergien keine einzelnen Myontracks rekonstruieren kann, um beispielweise den Luftschaueruntergrund bei UHE-Analysen zu diskriminieren. Es wurde aber bereits bei den AMANDA-UHE-Analysen versucht (6), sich die Ausdehnung von

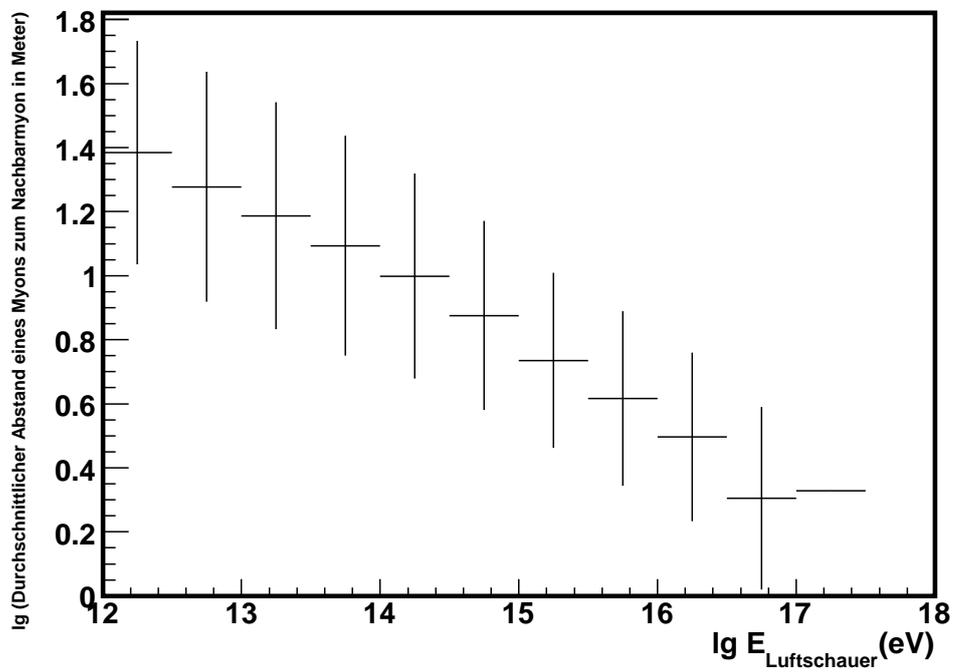


Abbildung 8.13: Profile-Plot: Multitrack-Events: Durchschnittliche Abstände zum Nachbar-Myontrack bei verschiedenen Luftschauer-Primärenergien.

Luftschauer-Events zunutze zu machen: Bei gleicher NPE (bzw. NHits bei AMANDA) verteilt sich das detektierte Licht luftschauerinduzierter Events auf ein größeres Detektorvolumen als bei UHE-Neutrino induzierten Events (Kapitel 6).

8.5 Online-Filter

IceCube-22 produziert jeden Tag etwa 200 GB Daten. Verschiedene Online-Filter reduzieren am Südpol den Datenstrom, damit dieser über Satellit in den Norden übertragen werden kann. Insgesamt übertragen alle Online-Filter zusammen etwa 30 GB Daten pro Tag[10].

Informationen über diese Filter finden sich auf den internen IceCube-Internetseiten.

Die primäre Aufgabe dieser Filter besteht in der Reduktion des Datenstromes bei möglichst geringem Verlust an potentiell interessanten Events (z.B. UHE-Neutrino-induzierte Events). Zwei Filter werden nun bzgl. Reduktion des Luftschauer-Untergrundes untersucht.

8.5.1 EHE-Filter

Der EHE (Extreme High Energy) - Filter lässt alle Events hindurch, bei denen in mindestens 80 DOMs ein Hit verursacht wurde, d.h.

$$DOM - Zahl \geq 80 \quad (8.3)$$

Von den rund 1,5 Millionen simulierten IceCube-Events wurden etwa 0,15% vom EHE-Filter hindurchgelassen. Der Anteil an durchgelassenen Luftschauer-Events in Abhängigkeit von der Anzahl der ausgelösten Photoelektronen NPE ist in Abbildung 8.14 dargestellt. Die waagerechten Striche entsprechend der Binbreite, die senkrechten Striche den statistischen Unsicherheiten (68,3% Konfidenzintervall). Diese wurden mit Hilfe des Bayes-Theorems (\rightarrow bedingte Wahrscheinlichkeiten) berechnet, das Verfahren ist in [39] beschrieben. Der Vorteil dieser Methode besteht darin, dass das Konfidenzintervall nicht außerhalb vom physikalisch sinnvollen Intervall $[0,1]$ liegen kann. In Root [2] ist dieses Verfahren implementiert für ungewichtete Histogramme.

Ab $NPE = 10^{3,5}$ ist der Anteil durchgelassener Events verträglich mit 1 (100%), was allerdings mit einem großen Fehler aufgrund geringer Statistik behaftet ist.

Ferner kann man davon ausgehen, dass der EHE-Filter den Luftschauer-Untergrund nach einem NPE-Cut $NPE > 10^{4,6}$ - wie in der UHE-Analyse von A. Ishihara (Kapitel 6) - kaum bzw. gar nicht mehr reduzieren kann.

8.5.2 CASCADE-Filter

Der CASCADE - Filter (2007) beinhaltet zwei Cuts [10]:

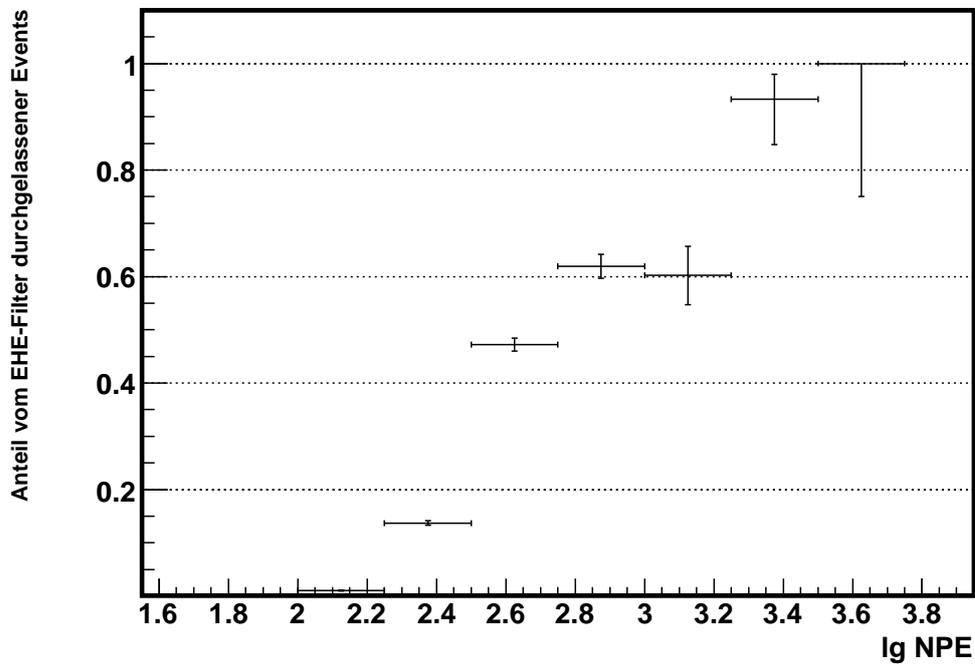


Abbildung 8.14: Anteil an Events, die vom EHE-Filter durchgelassen wurden in Abhängigkeit von der Anzahl ausgelöster Photoelektronen.

1.

$$TOIR := I_1/I_1 + I_2 + I_3 > 0,092 \text{ mit } I_1 \leq I_2 \leq I_3. \quad (8.4)$$

I_1, I_2, I_3 , sind hierbei die nach ihrem Betrag sortierten Eigenwerte (Trägheitsmomente) des Trägheitstensors eines IceCube-Events. Letzterer wird hier berechnet, indem man in der üblichen Definition des Trägheitstensors die Massenelemente m_i durch die NPE_i (die Anzahl der ausgelösten Photoelektronen im i -ten DOM) ersetzt. Außerdem sind die Koordinaten der Massenelemente durch die Koordinaten der DOMs zu ersetzen. Bei ideal sphärisch symmetrischen Events wäre $I_1=I_2=I_3$, also TOIR (tensor of inertia ratio) = $1/3$, während bei trackartigen Events I_1 , also auch TOIR gegen Null geht. TOIR ist also ein Maß für die Form eines Events. Die Idee ist, dass man bei UHE-Neutrino-induzierten kaskadenartigen Events eine gewisse sphärische Symmetrie erwartet, so dass diese den Filter passieren können.

Es sollte bemerkt werden, dass Events, in denen nur ein oder zwei IceCube-Strings getroffen werden, als trackartig rekonstruiert werden, d.h. weggefiltert werden.

2.

$$LV < 0.25 \quad (8.5)$$

Mit der IceCube-internen Linefit-Software wird die Richtung (\leftrightarrow Bewegungsrichtung/Einfallswinkel der Teilchen) der einfallenden/des einfallenden Teilchen(s) in einem Event rekonstruiert. Diese Rekonstruktion basiert auf den Zeiten der DOM-Hits. Es wird hierbei vereinfachend angenommen, dass sich das Licht eindimensional ausbreitet, Tscherekow-Kegel und optische Eigenschaften des Eises bleiben unberücksichtigt. Danach wird bzgl. einer ebenen Welle ein weiterer Fit zur Ermittlung ihrer Geschwindigkeit durchgeführt. Diese Geschwindigkeit, Linefit-Velocity (LV) genannt, ist bei einem Singletrack-Event nahe 1 (in natürlichen Einheiten), während bei Schauern in der Regel ein geringerer Wert ermittelt wird⁶.

Nun wird untersucht, wie gut der CASCADE-Filter bereits den Luftschaueruntergrund unterdrückt.

Das Resultat ist, dass etwa 2,1% aller simulierten Events als kaskadenartig rekonstruiert wurden. Das bedeutet also eine Datenreduktion um rund einen Faktor 50. Betrachtet man nur Multitrack-Events, so steigt der Prozentsatz auf etwa 3,9%. Dieser Anstieg ist auch plausibel, da luftschauerinduzierte Singletrack-Events (im Vergleich zu Multitrack-Events) aufgrund des ersten Cuts am ehesten als trackartig rekonstruiert werden sollten. Abbildung 8.15 zeigt, dass auch beim CASCADE-Filter der Anteil durchgelassener Events mit der NPE ansteigt.

Allerdings nicht so schnell wie beim EHE-Filter. Auch bei $NPE > 10^3$ liegt der Anteil noch unter 10%. Insgesamt kann man also festhalten, dass der CASCADE-Filter bei höhe-

⁶Die Schauerteilchen bewegen sich zwar ebenfalls mit fast Lichtgeschwindigkeit, aber nicht alle in die selbe Richtung.

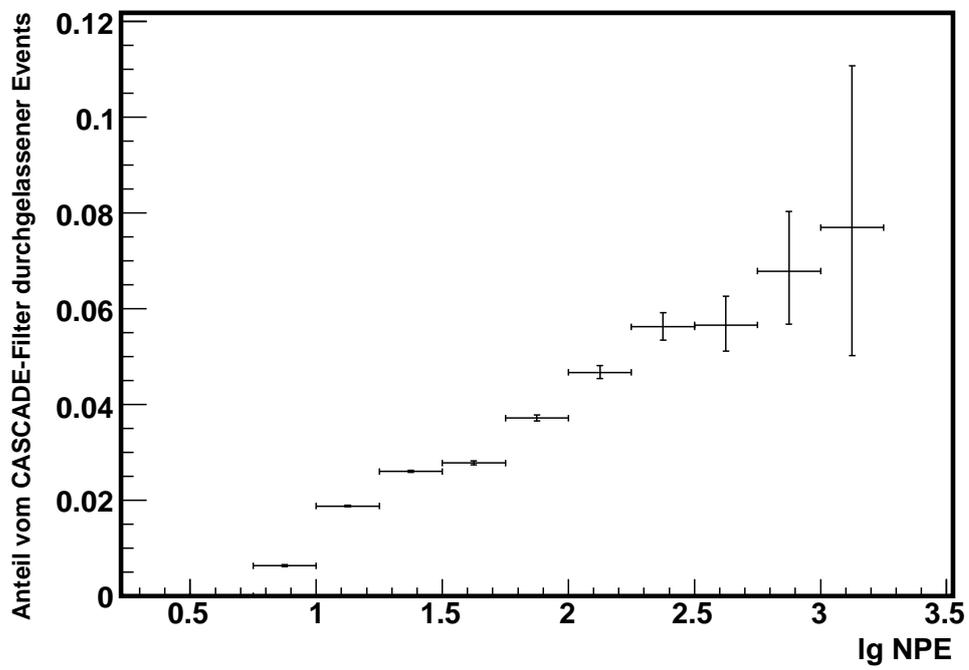


Abbildung 8.15: Anteil an Events, die vom CASCADE-Filter durchgelassen wurden in Abhängigkeit von der Anzahl ausgelöster Photoelektronen.

ren und der EHE-Filter bei niedrigeren Luftschauerenergien den Luftschaueruntergrund besser unterdrückt.

Zusammenfassung und Schlussfolgerung:

Aufgrund geringer Statistik bei hohen Luftschauerenergien (bzw. NPE) ist es zur Zeit noch nicht möglich, eine IceCube-22-UHE-Analyse basierend auf CORSIKA-Simulationen durchzuführen.

Anhand vorliegender CORSIKA-Simulationen wurden lediglich Eigenschaften von Multitrack-Ereignisse untersucht, welche für zukünftige UHE-Analysen nützlich sein könnten.

Es wurde gezeigt, dass mit der Luftschauer-Primärteilchenenergie jeweils die Anzahl der näherungsweise parallel einfallenden Myontracks, die Anfangsenergie der einzelnen Myonen, die Myondichte und ab etwa 10^{14} eV auch ihre räumliche Ausdehnung im Mittel ansteigt, wobei ein geschicktes Maß für die letzten beiden Größen gewählt werden musste. Wegen der hohen Myondichten können mit IceCube keine einzelnen Myontracks aufgelöst werden. Die mit der Luftschauerenergie stark ansteigende Myontrack-Zahl führt zu deutlich mehr Photoelektronen im IceCube-Detektor, so dass man durch einen NPE-Cut z.B. das GZK-Neutrinos-Signal vom Luftschaueruntergrund nicht ohne Verlust an Neutrino-Signal trennen kann (Kapitel 6).

Außerdem wurde verifiziert, dass der Luftschaueruntergrund bei großen Zenitwinkeln stark unterdrückt ist. Ferner wurde der EHE-Filter und der CASCADE-Filter vorgestellt. Es wäre hierbei interessant, die im CASCADE-Filter verwendeten Variablen (TOIR, LV) auf ihre Fähigkeit hin zu testen, UHE-Neutrino-Signale vom hochenergetischen Luftschaueruntergrund trennen zu können.

Kapitel 9

Erweiterung von IceCube mit einem Radio-Oberflächendetektor

In diesem Kapitel soll eine mögliche Erweiterung von IceCube mit einem Radio-Oberflächendetektor (OnIceRadio) vorgestellt und im Hinblick auf UHE-Analysen diskutiert werden.

Die Idee besteht darin, OnIceRadio als Luftschauer-Vetodetektor für IceCube (InIce) zu verwenden, um den Luftschaueruntergrund bei UHE-Analysen zu reduzieren.

9.1 Das Nachweisprinzip eines Radio-Oberflächendetektors

Elektronen und Positronen in hochenergetischen Luftschauern werden durch das Erdmagnetfeld abgelenkt und emittieren dabei kohärente elektromagnetische Synchrotronstrahlung im Radiobereich [28]. Dieses Phänomen ist bekannt unter dem Namen Geosynchrotron-Effekt. Die emittierte elektromagnetische Strahlung kann mit einfachen Radioantennen gemessen werden bis etwa 150 MHz. Der Cutoff bei hohen Radiofrequenzen ist bestimmt durch die longitudinale Ausdehnung der Schauerfront: Bei kürzeren Radiowellenlängen (\rightarrow steigende Frequenz) als die longitudinale Ausdehnung der Schauerfront (einige Meter) wird die Radiostrahlung inkohärent.

Die ankommenden elektromagnetischen Signale sind hierbei Pulse mit typischer Dauer von einigen 10 ns. Eine Anzahl von ringförmig angeordneten Radioantennen (Abbildung 9.1) oberhalb von IceCube könnte nun die von einem Luftschauer abgestrahlte integrierte Leistung im Radiobereich messen. Diese Leistung nimmt zu bei großen Zenitwinkeln des Luftschauers. Um eine näherungsweise zenitwinkelunabhängige Sensitivität auf luftschauerinduzierte IceCube-Events zu erhalten, genügen daher größere Ringabstände bei Radioantennen der äußeren Ringe.

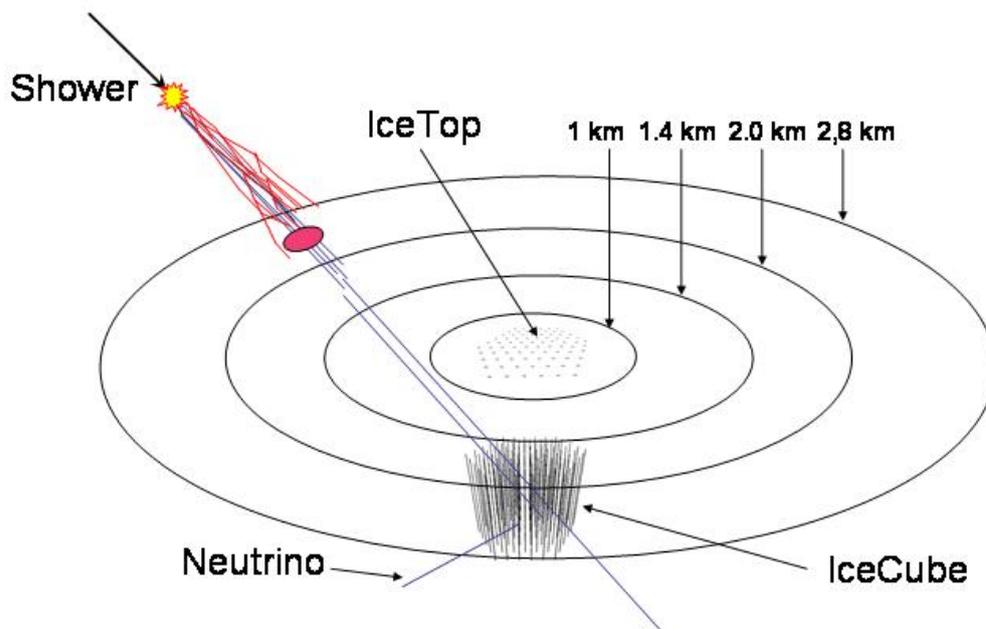


Abbildung 9.1: Schematische Darstellung von IceCube, IceTop und einer möglichen Konfiguration von OnIceRadio, eine ringförmige Anordnung von Radioantennen (\leftrightarrow Ringe) [8].

9.2 Die Nachweisschwelle

In der Saison 2006/2007 wurde bereits der Radiountergrund am Südpol gemessen [8]. Mit Hilfe von auf CORSIKA basierenden Simulationen (REAS = Radio Simulations of Extensive Air Showers[27]) konnte nun eine Nachweisschwelle von einigen PeV für OnIceRadio vorausgesagt werden[9]. Für den im Abschnitt 9.3 folgenden Plot wurde eine zenitwinkelunabhängige untere Nachweisschwelle von 5 PeV angenommen.

9.3 Der Radio-Oberflächendetektor (OnIceRadio) als Luftschauder-Vetodetektor

Detektieren OnIceRadio und IceCube (InIce) gleichzeitig (bzw. innerhalb eines geringen Zeitintervalls) ein Event, kann man davon ausgehen, dass ein Luftschauder dieses *Hybrid-Event* verursacht hat. Auf diese Weise kann der Radiodetektor als Luftschauder-Veto-Detektor für IceCube eingesetzt werden. In Abb 9.2 ist dargestellt, wie groß der Anteil an luftschauderinduzierten IceCube-22-Events ist (im jeweiligen NPE-Bin), den ein Radiodetektor mit einer unteren Nachweisschwelle von 5 PeV registrieren (\leftrightarrow Veto) würde. Dieser steigt mit der Energie an; ab $NPE = 10^{3,75}$ ist das Ergebnis verträglich mit einer Luftschauder-Unterdrückung von 100%.

Hierzu wurde auf eine *gewichtete* Simulation von luftschauderinduzierten IceCube-22-Events zurückgegriffen (Datensatz 1541, Dateien 000-999). Diese unterscheidet sich von der bisher benutzten Simulation darin, dass für jeden (positiven) differentiellen spektralen Index eines Luftschauder-Primärteilchen-Elementes (\leftrightarrow [26]) ein um 1 geringerer Wert verwendet wurde. Das führt zu einer größeren Statistik sowohl bei hohen Luftschauder-Primärteilchenenergien als auch bei hohen NPE. Man vergleiche hierzu die NPE-Verteilungen bei der gewichteten (Abbildung 9.3) und der ungewichteten Simulation (Abbildung 8.3)¹.

Für den idealisierten Fall, dass der Radiodetektor mit einer Nachweisschwelle von 5 PeV jeden Luftschauder detektieren würde, der mehr als 10^4 Photoelektronen in *IceCube-9* auslöst², könnte man auf den (zenitwinkelabhängigen) NPE-Cut in der IceCube-9-UHE-Analyse von A. Ishihara (Kapitel 6) auf $NPE > 10^4$ reduzieren und hätte eine sehr zuverlässige Möglichkeit, den entscheidenden hochenergetischen Luftschauderuntergrund ($NPE > 10^4$) zu diskriminieren. Dies gilt selbstverständlich auch für den als upgoing (falsch) rekonstruierten Luftschauderuntergrund (mit $NPE > 10^4$). Außerdem gehen durch den UHE-Cut in der IceCube-9-UHE-Analyse (deutlich) mehr als 40% an GZK-Neutrino-Signal verloren (siehe [9], Abbildung 9.4).

¹Die gewichtete Simulation wurde für Kapitel 8 nicht benutzt, da sie (u.a.) keine Liste aller Hits in einem Event bereitstellt, welche zur Bestimmung der Myontrack-Zahl und damit verwandter Größen benutzt wurde.

²In diesem Fall sollte dasselbe für IceCube-22 gelten.

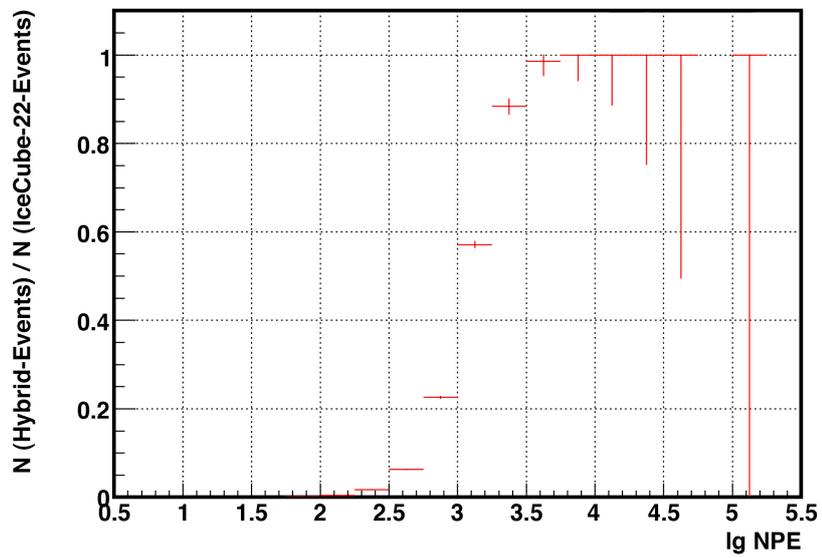


Abbildung 9.2: Anteil an IceCube-22-Events (nach Triggerlevel 1), die durch einen Radio-Oberflächendetektor mit einer unteren Nachweisschwelle von 5 PeV detektiert würden, in verschiedenen NPE-Bins. Wie man erkennen kann sind hier nur die symmetrischen Fehlerbalken dargestellt, die ohne Bayes-Theorem berechnet wurden. Die statistischen Fehler bei Anteilen nahe (oder gleich) 100% sind daher nur bedingt interpretierbar.

Anzahl der IceCube-22-Events bei der gewichteten Simulation

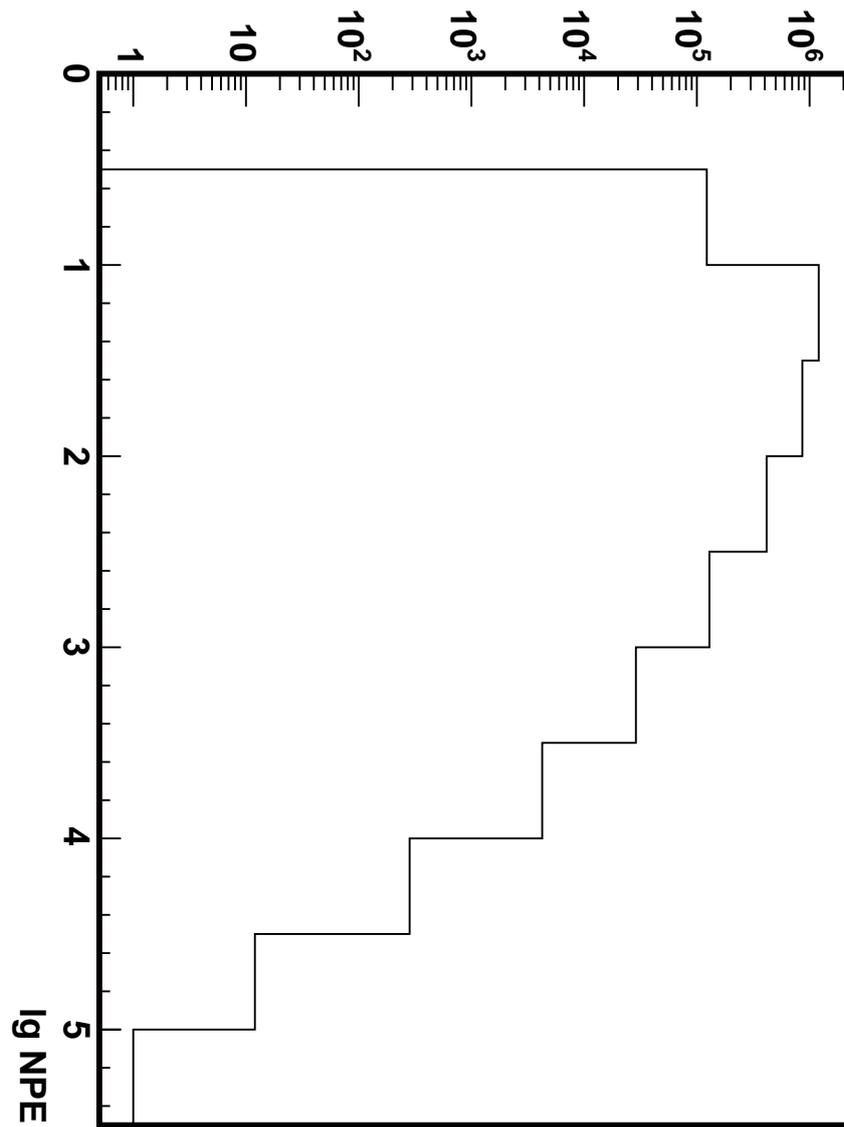


Abbildung 9.3: NPE-Verteilung der gewichteten Simulation (Datensatz 1541) von IceCube-22-Events nach Triggerlevel 1.

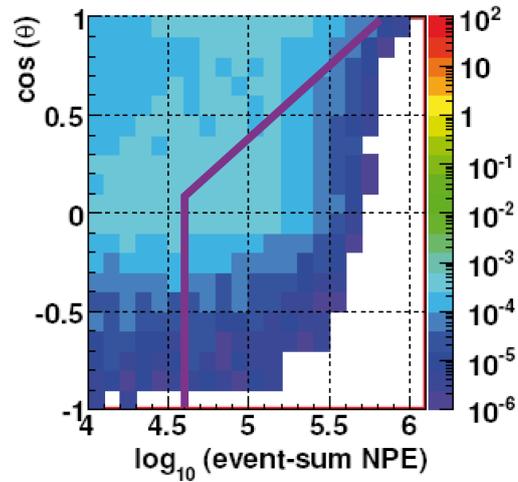


Abbildung 9.4: Simulierte GZK-muon-neutrinoinduzierte IceCube-9-Events [30]. Der relative Anteil an Events im jeweiligen Bin ist farblich codiert. Der UHE-Cut ist lila eingezeichnet (Plot aus Kapitel 6).

9.4 Fehlerdiskussion

Abschließend möchte ich noch darauf hinweisen, dass neben den statistischen Fehlern natürlich auch systematische Fehler nicht auszuschließen sind. Mögliche systematische Fehlerquellen der verwendeten Simulation sind z.B.:

1. Hadronische Wirkungsquerschnitte sind bei hohen Energien nicht bekannt, es muss extrapoliert werden.
2. Unvollständige Kenntnis der Eiseigenschaften (\rightarrow Inhomogenitäten), Photonpropagation
3. Myonpropagation[35]
4. Unbekannte chemische Zusammensetzung der kosmischen Strahlung bei Energien ab einigen PeV

Kapitel 10

Ausblick

Den entscheidenden Untergrund bei der Suche nach UHE-Neutrinos mit IceCube/AMANDA stellen Myonen aus Luftschauern dar, wobei insbesondere Luftschauer mit hohen NPE ($> 10^4$), also mit „hohen Primärteilchenenergien“, schwer vom UHE-Neutrino-Signal zu unterscheiden sind (siehe Kapitel 6 sowie Abbildung 8.2). In Kapitel 8 wurde dargestellt, dass bei Events mit $\text{NPE} \leq 100$ z.B. der EHE-Filter den Luftschaueruntergrund bereits gut diskriminiert.

Zur weiteren Vertiefung der in Kapitel 8 erarbeiteten Eigenschaften von luftschauerinduzierten Events wären Simulation mit höherer Statistik nützlich. Dies gilt insbesondere für Energien oberhalb von 10^{16} bis $10^{17} eV$, also Luftschauer-Primärteilchenenergien, bei denen die Statistik der in dieser Arbeit analysierten ungewichteten Luftschauersimulation sehr gering wurde. Die vorgestellten Ergebnisse könnten außerdem in Abhängigkeit vom Luftschauer-Primärteilchentyp untersucht werden, da die Vorhersagen für die Zusammensetzung der kosmischen Strahlung mit steigender Energie immer unsicherer werden (Kapitel 2).

Für eine Vertiefung von UHE-Analysen ist auch die Analyse der Signaturen von simulierten UHE-Neutrino-induzierten Events unumgänglich.

Ziel ist es hierbei, anhand von CORSIKA-Simulationen und Simulationen der Propagation von Luftschauern und Neutrinos im Detektorsystem neue untergrund-diskriminierende Variablen für zukünftige UHE-Analysen zu finden.

Eine UHE-Analyse basierend auf CORISKA-Simulationen ist aber aufgrund von Problemen bei der Simulation von Events mit Primärenergien oberhalb von $10^{19} eV$ derzeit nicht möglich (Kapitel 7). Es existieren aber auch einfachere Simulationen, die weniger Rechenaufwand erfordern, aber auch mehr Parametrisierungen enthalten, so dass sie zur Analyse von Fluktuationen weniger geeignet sind. Eine solche Simulation wurde z.B. in der IceCube-9-UHE-Analyse verwendet, Details finden sich in [30].

Stehen solche hochenergetischen Simulationen zur Verfügung kann man z.B. testen, ob die beiden Variablen TOIR und LV (siehe Kapitel 8) sich eignen, UHE-Analysen zu verbessern. Beide Variablen sind abhängig von der Form des Events (eher sphärisch oder eher spurartig).

Eine weitere Verbesserung der Sensitivität auf UHE-Neutrinos steht aufgrund der Ver-

größerung des InIce (=IceCube) - Detektors bevor. 2011 soll dieser mit 70-80 Strings (60 DOMs je String) ausgestattet sein, das entspricht einer Oberfläche von etwa einem Quadratkilometer (Kapitel 5).

Vielversprechend ist auch die Idee zur Errichtung eines Radio-Oberflächendetektors, um den Luftschaueruntergrund bei IceCube-UHE-Analysen zu reduzieren (Kapitel 9). Bei einer unteren Nachweisschwelle von 5 PeV könnte dieser insbesondere den Luftschaueruntergrund für IceCube bei hohen NPE stark unterdrücken: Bereits ab $NPE = 10^{3,75}$ ist unser Ergebnis verträglich mit 100%-iger Unterdrückung. Auch hier wäre eine größere Statistik ab etwa $NPE = 10^{3,5}$ allerdings nützlich, um den Unterdrückungsfaktor abhängig von NPE genauer zu bestimmen.

-

Literaturverzeichnis

- [1] <http://www.icecube.wisc.edu/science/timeline.php> (2009)
- [2] <http://root.cern.ch/> (2009)
- [3] <http://www.physik.fh-koeln.de/physik/fehler/fehlerrechnung.pdf> (2009)
- [4] ABRAHAM, J. u. a.: Upper limit on the cosmic-ray photon flux above 10^{19} eV using the surface detector of the Pierre Auger Observatory. In: *Astropart. Phys.* 29 (2008), S. 243–256. <http://dx.doi.org/10.1016/j.astropartphys.2008.01.003>. – DOI 10.1016/j.astropartphys.2008.01.003
- [5] ACKERMANN, M. u. a.: Optical properties of deep glacial ice at the South Pole. In: *journal of geophysical research* 111 (2006)
- [6] AHARMIM, B. u. a.: A search for neutrinos from the solar hep reaction and the neutrino observatory. In: *Astrophys. J.* 653 (2006), S. 1545–1551. <http://dx.doi.org/10.1086/508768>. – DOI 10.1086/508768
- [7] AMSLER, C. u. a.: Review of particle physics. In: *Phys. Lett.* B667 (2008), S. 1. <http://dx.doi.org/10.1016/j.physletb.2008.07.018>. – DOI 10.1016/j.physletb.2008.07.018
- [8] AUFFENBERG, J. u. a.: A radio air shower surface detector as an extension for IceCube and IceTop, in Proceedings of the 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007). (2007)
- [9] AUFFENBERG, J. u. a.: A radio air shower surface detector as an extension for IceCube and IceTop, to be published in Proceedings of the 3rd International Workshop on the Acoustic and Radio EeV Neutrino detection Activities (ARENA 2008). (2008)
- [10] BERDERMANN, J ; PANKNIN, S: The Cascade Online Filter for the IceCube 40 detector. In: *DPG talk* (2008)
- [11] BHADRA, A. ; DEY, R. K.: TeV neutrinos and gamma rays from pulsars. (2008)
- [12] BLUEMER, Johannes ; COLLABORATION: The Pierre Auger Observatory: Results on Ultra-High Energy Cosmic Rays. (2008)

- [13] CHIRKIN, D. ; RHODE, W.: All lepton propagation Monte Carlo. (2005). – Prepared for 29th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2005), Pune, India, 3-11 Aug 2005
- [14] COWAN, C. ; REINES, F. ; HARRISON, F. B. ; KRUSE, H. W. ; MCGUIRE, A. D.: Detection of the Free Neutrino: a Confirmation. In: *Science* (1956)
- [15] ENBERG, Rikard ; RENO, Mary H. ; SARCEVIC, Ina: Prompt neutrino fluxes from atmospheric charm. In: *Phys. Rev. D* 78 (2008), S. 043005. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevD.78.043005>. – DOI 10.1103/PhysRevD.78.043005
- [16] FERMI, Enrico: On the Origin of the Cosmic Radiation. In: *Phys. Rev.* 75 (1949), S. 1169–1174. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.75.1169>. – DOI 10.1103/PhysRev.75.1169
- [17] FRYER, Chris L. ; MESZAROS, Peter: Neutrino driven explosions in GRBs and hypernovae. In: *Astrophys. J.* 588 (2003), S. L25–L28
- [18] GERHARDT, L. M.: The search for ultra-high energy neutrinos with AMANDA-II. (2007). – UMI-32-74338
- [19] GREISEN, Kenneth: End to the cosmic ray spectrum? In: *Phys. Rev. Lett.* 16 (1966), S. 748–750. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.748>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.16.748
- [20] HALZEN, Francis: The Highest Energy Neutrinos. In: *J. Phys. Conf. Ser.* 120 (2008), S. 062004. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/120/6/062004>. – DOI 10.1088/1742-6596/120/6/062004
- [21] HECK, D. ; KNAPP, J. ; PERRONE, L.: Wechselwirkungen der Myonen bei hohen Energien im Luftschauder-Simulationsprogramm CORSIKA. In: *DPG talk* (2004)
- [22] HECK, D. ; SCHATZ, G. ; THOUW, T. ; KNAPP, J. ; CAPDEVIELLE, J. N.: CORSIKA: A Monte Carlo code to simulate extensive air showers. (1998). – FZKA-6019
- [23] HESS, V. F.: Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten. (1912)
- [24] HILLAS, A. M.: The Origin of Ultrahigh-Energy Cosmic Rays. In: *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 22 (1984), S. 425–444. <http://dx.doi.org/10.1146/annurev.aa.22.090184.002233>. – DOI 10.1146/annurev.aa.22.090184.002233
- [25] HILLAS, A. M.: Can diffusive shock acceleration in supernova remnants account for high-energy galactic cosmic rays? In: *J. Phys.* G31 (2005), S. R95–R131. <http://dx.doi.org/10.1088/0954-3899/31/5/R02>. – DOI 10.1088/0954-3899/31/5/R02

- [26] HOERANDEL, Joerg R.: On the knee in the energy spectrum of cosmic rays. In: *Astropart. Phys.* 19 (2003), S. 193–220. [http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505\(02\)00198-6](http://dx.doi.org/10.1016/S0927-6505(02)00198-6). – DOI 10.1016/S0927-6505(02)00198-6
- [27] HUEGE, T. ; ULRICH, R. ; ENGEL, R.: Geosynchrotron radio emission from CORSIKA-simulated air showers. In: *J. Phys. Conf. Ser.* 81 (2007), S. 012002. <http://dx.doi.org/10.1088/1742-6596/81/1/012002>. – DOI 10.1088/1742-6596/81/1/012002
- [28] HUEGE, Tim ; FALCKE, Heino: Monte Carlo simulations of radio emission from cosmic ray air showers. In: *Int. J. Mod. Phys. A21S1* (2006), S. 60–64
- [29] INOUE, Susumu: Origin of ultra-high energy cosmic rays in the era of Auger and Telescope Array. (2008)
- [30] ISHIHARA, Aya: EHE neutrino search with the IceCube 9 string array. (2007). – Prepared for 30th International Cosmic Ray Conference (ICRC 2007), Merida, Yucatan, Mexico, 3-11 Jul 2007
- [31] KERNPHYSIK, Heidelberg Max Planck Institut f.:
- [32] KLEIN, Spencer R.: IceCube: A Cubic Kilometer Radiation Detector. (2008)
- [33] KOLANOSKI, Hermann: Skript der Vorlesung: Einfuehrung in die Astroteilchenphysik (Humboldt Universität zu Berlin). In: <http://www-zeuthen.desy.de/kolanosk/>, *Version: 23.03.2007* (2006/2007)
- [34] LINK, Bennett ; BURGIO, Fiorella: Flux predictions of high-energy neutrinos from pulsars. In: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 371 (2006), S. 375–379
- [35] LUNDBERG, J.: On the Search for High-Energy Neutrinos. (2008). ISBN 978-91-554-7225-2
- [36] LUNDBERG, J. ; MIOCINOVIC, P. ; WOSCHNAGG, K. ; BURGESS, T. ; ADAMS, J. ; HUNDERTMARK, S. ; DESIATI, P. ; NIESSEN, P.: Light tracking through ice and water - Scattering and absorption in heterogeneous media with PHOTONICS. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* (2007)
- [37] MIKHAILOV, A. u. a.: Estimate of the mass composition of ultrahigh energy cosmic rays. (2005)
- [38] PACIESAS, W. S. u. a.: The Fourth BATSE Gamma-Ray Burst Catalog (Revised). In: *Astrophys. J. Suppl.* 122 (1999), S. 465–495. <http://dx.doi.org/10.1086/313224>. – DOI 10.1086/313224
- [39] PATERNO, Marc: Calculating efficiencies and their uncertainties. (2004). – FERMILAB-TM-2286-CD

- [40] PAULI, W.: Dear radioactive ladies and gentlemen. In: *Phys. Today* 31N9 (1930), S. 27
- [41] PIZZELLA, G.: On Cosmic Rays Sources. (2008)
- [42] REES, M. J. ; MESZAROS, P.: Relativistic fireballs - energy conversion and time - scales. In: *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 258 (1992), S. 41–43
- [43] REYNOSO, Matias M. ; ROMERO, Gustavo E.: Magnetic field effects on neutrino production in microquasars. (2008)
- [44] ROULET, Esteban ; COLLABORATION, for the Pierre A.: Recent results from the Pierre Auger Observatory. (2008)
- [45] STANEV, T.: High energy cosmic rays. (2003). – Berlin, Germany: Springer (2003) 319 p
- [46] STANEV, T.: GZK cutoff and associated neutrinos. In: *Nucl. Phys. Proc. Suppl.* 136 (2004), S. 103–110. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2004.10.025>. – DOI 10.1016/j.nuclphysbps.2004.10.025
- [47] SWORDY, S.: In: <http://astroparticle.uchicago.edu/archives.htm> (2009)
- [48] ULRICH, H. u. a.: The knee of cosmic rays: News from KASCADE. In: *AIP Conf. Proc.* 928 (2007), S. 31–38. <http://dx.doi.org/10.1063/1.2775893>. – DOI 10.1063/1.2775893
- [49] WAXMAN, Eli ; BAHCALL, John N.: High energy neutrinos from cosmological gamma-ray burst fireballs. In: *Phys. Rev. Lett.* 78 (1997), S. 2292–2295. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.78.2292>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.78.2292
- [50] WAXMAN, Eli ; LOEB, Abraham: Constraints on the Local Sources of Ultra High-Energy Cosmic Rays. (2008)
- [51] ZATSEPIN, G. T. ; KUZMIN, V. A.: Upper limit of the spectrum of cosmic rays. In: *JETP Lett.* 4 (1966), S. 78–80

Danksagung

Ich bedanke mich für die Unterstützung der gesamten Arbeitsgruppe, insbesondere bei Prof Dr. K. Helbing und Prof. Dr. K. Desch, ohne die diese externe Diplomarbeit nicht zustande gekommen wäre sowie bei Dr. Timo Karg und Jan Auffenberg, die mir bei jeder Frage zur Seite standen.